

Інститут фізики плазми
Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»
Національна академія наук України
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Ладигіна Марина Сергіївна

УДК 533.9

ДИСЕРТАЦІЯ

СПЕКТРАЛЬНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПРЕСІЙНОЇ ПЛАЗМИ В СИСТЕМАХ ТИПУ МАГНІТОПЛАЗМОВИЙ КОМПРЕСОР ТА ПЛАЗМОВИЙ ФОКУС

01.04.08. – «Фізика плазми»

(Фізико-математичні науки)

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

М. С. Ладигіна

Науковий керівник Гаркуша Ігор Євгенійович, член-кореспондент
НАН України, доктор фізико-математичних наук, професор

Харків - 2018

АНОТАЦІЯ

Ладигіна М. С. Спектральні характеристики компресійних потоків плазми в системах типу магнітоплазмовий компресор та плазмовий фокус. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.08 – фізика плазми (Фізико-математичні науки). – Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» Інститут фізики плазми; Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2018.

У дисертаційній роботі представлені результати експериментальних досліджень впливу початкових та граничних умов в розрядах, що пінчуються, на особливості динаміки компресійних плазмових потоків та формування області компресії при використанні робочих газів різних мас та їх сумішей у магнітоплазмовому компресорі (МПК). Також, досліджено формування щільних приповерхневих шарів плазми при взаємодії потужних плазмових компресійних потоків із поверхнями деяких матеріалів. Зокрема, розвинуто спектроскопічні методи аналізу параметрів компресійної плазми різних сортів іонів в плазмових системах типу плазмовий фокус (ПФ) та МПК, досліджено динаміку щільної замагніченої плазми при використанні у якості робочих газів азоту, гелію, ксенону, аргону, дейтерію та сумішей газів різної атомної маси. Вперше проведено аналіз умов подібності розвитку розряду та особливостей компресії плазми різних сортів іонів.

Детально вивчено вплив початкової концентрації газу та його тиску на динаміку плазмового потоку в МПК, а також на процеси формування області компресії, її геометричні характеристики та параметри стисненої плазми. Так, за допомогою спектроскопічних вимірювань визначені оптимальні початкові умови, особливості напуску газу та інші характеристики розряду для досягнення максимальних параметрів плазми та інтенсивності випромінювання у вибраному

діапазоні довжин хвиль та енергій. Визначено домішковий склад плазми, джерела та особливості поведінки домішок під час розвитку розряду. Показана можливість суттєвого впливу на динаміку домішок у потоках плазми шляхом варіювання часу затримки між напуском робочого газу та подаванням високої напруги на електроди плазмового пристрою.

Отримані результати вимірювань густини плазми у області компресії добре узгоджуються з результатами теоретичного опису компресійних плазмових потоків у рамках дворідинної магнітогідродинамічної (МГД) моделі. Зокрема, показано, що в даних експериментальних умовах максимальна електронна густина плазми в області компресії обернено пропорційна початковій концентрації газу у прискорювальному каналі $N_{\max} \sim 1/\sqrt{N_0}$, що відповідає теоретичним уявленням. Експериментальні вимірювання електронної густини в області компресії показують можливість отримання щільної замагніченої плазми з величинами, що досягають $N_e = (3 - 5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Вивчено вплив атомної маси фонового газу на процеси стискання плазмового потоку в МПК. Проведено порівняльний аналіз динаміки плазми при роботі на «легких» (азот, гелій) та «важких» (аргон, ксенон) газах. Вперше встановлено, що положення зони максимальної компресії залежить в основному від початкової концентрації робочого газу у міжелектродному просторі. Експериментально показано, що при зменшенні початкової концентрації газу (але за умов фіксованих інтегральних масових витрат) область компресії зміщувалась вздовж осі потоку далі від електродів. Даний результат відкриває можливість керування геометричним положенням зони компресії і є важливим для пошуку способів зменшення ерозії електродів у технологічних використаннях пінч-розрядів (плазмова обробка матеріалів, вакуумна ультрафіолетова (ВУФ) літографія, тощо).

Встановлено наявність так званих швидких та повільних режимів в МПК, які характеризуються відповідно меншою чи більшою густиною плазми в області компресії. Тим самим показана можливість широкої варіації параметрів

щільної замагніченої плазми для досліджень плазмо-поверхневої взаємодії у термоядерній проблематиці та різноманітних технологічних застосуваннях.

Для щільної ксенонової плазми проведено аналіз впливу ефекту самопоглинання на спектральні лінії, показником якого є оптична товщина плазми. Визначені лінії ксенону, що найбільше зазнають ефекту самопоглинання, та проведена процедура оцінки електронної густини плазми з його урахуванням. Так, доведено, що за традиційною методикою аналізу контурів спектральних ліній, що не враховує ефект самопоглинання для ліній ксенону, величина електронної густини є завищеною на 20 – 30 %. Таким чином, розроблено методику урахування ефекту самопоглинання при визначенні густини ксенонової плазми в області компресії, та продемонстровано успішне використання даного методу для визначення електронної густини щільної плазми в області компресії МПК.

Експериментально встановлено, що при використанні суміші газів ($\text{He} + \text{Xe}$) істотно знижується вплив ефекту самопоглинання, що обґрунтовує потенційну можливість збільшення інтенсивності випромінювання, зокрема вакуумного ультрафіолету, з області компресії, а також істотно спрощує саму спектроскопічну процедуру визначення електронної густини плазми.

Доведено, що використання локального напуску газу у сформовану зону компресії призводить до більш ефективного стискання плазмового потоку і, тим самим, до зростання інтенсивності випромінювання плазми та підвищення густини і температури плазми в області компресії.

Проаналізовані фізичні ефекти, що зумовлюють динаміку плазми в зоні компресії МПК, мають місце і при взаємодії високоенергетичних плазмових потоків з різними матеріалами в технологічних застосуваннях та умовах, що імітують процеси у термоядерному реакторі. До таких ефектів можна віднести, наприклад, стиснення головної частини потоку при гальмуванні та формування локалізованих ударно-стиснених шарів щільної замагніченої плазми, утримання приповерхневої плазми магнітним полем, зростання ролі процесів трансформації енергії у щільних приповерхневих шарах. В даній

роботі проведено порівняльний аналіз параметрів приповерхневих шарів плазми, що створювались в результаті взаємодії плазми з матеріалами, в установках різного типу, які відрізняються електронною густиною плазми у потоці, тривалістю генерації, енергією іонів та ін.

Для досліджень були задіяні імпульсні плазмодинамічні системи типу плазмовий фокус та імпульсний інжектор (імпульсний плазмовий прискорювач). Дані пристрої використовувались для вивчення плазмо-поверхневої взаємодії в експериментах з перспективними матеріалами для реакторів керованого термоядерного синтезу, наприклад токамака-реактора ITER. Отримання результатів з декількох установок (PF MAJA-60, PF-360, DPF-1000 та RPI-IBIS), що відрізняються параметрами плазми, сприяло виявленню особливостей динаміки плазмових потоків в залежності від початкових та граничних умов, що є важливим для виявлення фундаментальних закономірностей динаміки щільної замагніченої плазми, а також у низці прикладних задач, що передбачають використання високоенергетичних компресійних плазмових потоків.

Іншим аспектом формування щільних екрануючих шарів є утворення локальних плазмодинамічних структур при контакті термоядерної плазми з дивертором та експериментальне дослідження даного ефекту. Щільні приповерхневі плазмові шари характерні і для технологічного використання імпульсних потоків плазми для модифікації поверхневих шарів матеріалів, де вони впливають на ефективність передачі енергії плазми поверхні зразків що опромінюються.

Проведені спектральні дослідження приповерхневої плазми та порівняння характеристик щільних плазмових шарів, локалізованих поблизу поверхні, з параметрами плазми в області компресії МПК. Спектроскопічні дослідження були спрямовані, зокрема, на визначення іонізаційного стану та основних параметрів плазми, виявлення домішок, що випаровуються та розпиляються з поверхні мішені та аналіз їх динаміки у плазмі.

Результати спектроскопічних досліджень, що були отримані при взаємодії плазми з перспективними термоядерними матеріалами (CFC, W)

показали визначний вплив густини плазми та енерговмісту плазмових потоків на інтенсивність емісії матеріалу з поверхні мішені.

Показано, що ударно-стиснені приповерхневі шари щільної холодної плазми, що утворюються при взаємодії високоенергетичного плазмового потоку з поверхнею, у значній мірі подібні до формування області компресії в МПК. Так, електронна густина у плазмових шарах, що формуються при взаємодії потоків плазми з поверхнею, досягає показників близьких до густини в області компресії МПК. Приповерхневі шари при взаємодії плазмових потоків з матеріалами, як і область компресії, що формується завдяки стисненню плазмових потоків, характеризується значними градієнтами густини, температури, магнітного та електричного полів та за своїми параметрами істотно відрізняється від квазістаціонарної області плазмового потоку.

Результати виконаних досліджень представляють цінність як для розвитку фундаментальних аспектів фізики плазми, так і для широкого кола прикладних задач. Отримані у даній дисертаційній роботі результати дають можливість «керувати» плазмовим потоком і, тим самим, зменшити ерозію електродів та забезпечити необхідний домішковий склад плазми в різних технологічних застосуваннях джерел короткохвильового електромагнітного випромінювання, наприклад, в літографії.

Проведені дослідження взаємодії щільних плазмових потоків з матеріалами важливі для термоядерної проблематики. Зокрема, аспекти, що стосуються визначення та інтерпретації фізичних процесів, які відбуваються при взаємодії плазми з матеріалами, поведінки різних матеріалів під час контакту з плазмою, параметрів приповерхневої плазми та ін. можуть бути застосовані у подальших дослідженнях впливу високоенергетичної плазми на матеріали термоядерних установок.

Ключові слова: потужні щільні плазмові потоки, замагнічена плазма, магнітоплазмовий компресор, плазмовий фокус, спектральні методи діагностики, електронна густина плазми, взаємодія плазми з поверхнею матеріалів.

ABSTRACT

Ladygina M. S. **Spectral characteristics of compression plasma streams in magneto-plasma compressor and plasma focus systems.** – Qualification scientific paper, manuscript.

Thesis for a Candidate of Science Degree in Physics and Mathematics (PhD) by speciality – plasma physics (Physics and mathematics). – National Science Center «Kharkiv Institute of Physics and Technology» Institute of Plasma Physics; V. N. Karazin Kharkiv National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2018.

The thesis contains the experimental results of the initial, boundary conditions influence on the peculiarities of the compression plasma flows dynamics, and the compression region formation in pinch discharges of magnetoplasma compressor (MPC) with the use of working gases of various masses and their mixtures. In addition, the formation of dense near-surface plasma layers is studied at the interaction of powerful plasma compression streams with materials surfaces. In particular, the spectroscopic methods of the compression plasma parameters of different ions sort analysis in plasma focus and MPC have been developed, dynamics of dense magnetized plasma has been investigated using different working gases (nitrogen, helium, xenon, argon, deuterium) and mixtures of gases with different atomic masses are investigated. For the first time, an analysis of the similarity conditions of the discharge development and the features of the plasma compression was carried out with various sorts of ions using.

The influence of initial concentration and working gas pressure on the plasma stream dynamics in MPC, as well as on the processes of compression zone formation, its geometric characteristics and compressed plasma parameters were studied in detail. Thus, the optimal initial conditions, gas injection features and other discharge characteristics were determined to achieve maximum plasma parameters and intensity of electromagnetic radiation in the selected range of wavelengths and energies using spectroscopic measurements. The composition of plasma impurities,

their sources and behavior features of impurities during the discharge development are established. The possibility of significant influence on dynamics of impurities in plasma streams was shown by varying the delay time between the working gas injection and high discharge voltage application.

The results of plasma density measurements in the compression region are in good agreement with the results of the theoretical description of compression plasma flows within the two-fluid MHD model. In particular, it was shown that in the experimental conditions the maximum density in the compression region is inversely proportional to the initial concentration of working gas particles in the accelerating channel $N_{\max} \sim 1/\sqrt{N_0}$, what corresponds to the theoretical representation. The experimentally measurements of plasma electron density in the compression zone shows a possibility to obtain dense magnetized plasma with density that reaches $N_e = (3 - 5) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

The influence of the atomic mass of background gas on the processes of plasma stream compression in the MPC was studied. A comparative analysis of plasma dynamics was performed using the «light» (nitrogen, helium) and «heavy» (argon, xenon) working gases. For the first time was established that the location of the compression zone depends mainly on the initial concentration of the working gas in the interelectrode space. It was shown experimentally that with decreasing initial gas concentration (but with the maintenance of integral mass flow rate invariable), the compression region displaces in the direction from the electrodes. This result opens the possibility to control geometrical position of a compression zone what is important for finding the ways to reduce erosion of electrodes in various technological applications of pinch-discharges (plasma processing of materials, EUV lithography etc.).

The regimes of so-called fast and slow modes have been identified in the MPC, which are characterized correspondingly by a lower or higher plasma density in the compression region. Thus, the possibility of a wide variation of dense magnetized plasma parameters for plasma-surface interaction studies in thermonuclear and technological applications is shown.

The analysis of self-absorption effects on the xenon spectral lines caused by an increase of the plasma optical thickness was carried out. The spectral lines of xenon that are most affected by self-absorption were defined, and the procedure for plasma electron density evaluating with its account was carried out. The self-absorbed lines were identified and the fact of their existence was applied for calculation of plasma electron density. Thus, it was proved that plasma electron density was overestimated by 20 – 30% when the traditional method with measuring spectral lines contours is used, which does not take into account the self-absorption effect for xenon lines. The method of self-absorption effect accounting in the density of xenon plasma determination was developed and successfully used in magnetoplasma compressor experiments.

It was experimentally established, the self-absorption effect could be significantly reduced when using the mixture of gases (He + Xe). Simultaneously the possibility for radiation intensity increasing appears, particularly in the vacuum ultraviolet radiation from the compression zone, what does significantly simplify the spectroscopic procedure for plasma electron density determination.

It was experimentally proved that local gas injection into the formed compression zone leads to a better compression of plasma streams and, thus, to increase in the plasma radiation intensity and plasma density and temperature.

The analyzed physical effects which determine the plasma dynamics in the MPC compression zone also occur in cases when high-energy plasma flows interact with materials, thus they can be prospect for technological applications and conditions which simulating processes in the thermonuclear reactor. Such effects include, for example, compression of the main part of the stream during braking and the formation of localized shock-compressed layers of a dense magnetized plasma, the confinement of near-surface plasma by magnetic field, processes of energy transformation in dense near-surface layers etc.

In the dissertation a comparative analysis of near-surface plasma layers characteristics, which is created as a result of plasma-materials interaction in

different types of facilities differing by plasma density in the stream, generation time, ion energy etc. was carried out.

In experiments the plasmadynamic systems, such as plasma focus and pulsed injector (pulsed plasma accelerator), were used to study plasma-surface interaction in experiments with materials promising for the use in fusion reactors, for example, ITER reactor tokamak. The results obtained from several facilities (PF MAJA-60, PF-360, DPF-1000 and RPI-IBIS), that differ by plasma parameters has helped to identify the features of plasma streams dynamics, depending on the initial and boundary conditions. Such data are important for establishment of the fundamental laws of dense magnetized plasma dynamics, as well as for a number of applied problems involving the use of high-energy compression plasma streams.

Important aspect of interaction of powerful plasma streams with material is formation of dense shielding layers and, as result, formation of local plasmadynamic structures at the contact of plasma with the surface. Such surface can be a divertor plate surface in ITER, or the target surface in experimental simulation of this effect. The dense near-surface plasma layers are also characteristic for the technological use of pulsed plasma streams for modification of upper surface layers of materials, where they affect to the efficiency of energy transfer from plasma to surface.

Spectroscopic studies of near-surface plasma and comparison of characteristics of dense plasma layers localized near the surface, with plasma parameters in the compression zone of MPC were performed. In particular, spectroscopic methods were used for finding the basic plasma parameters, to detect impurities that are evaporated and sputtered from the target surface, their ionization state and the analysis of the impurity particles dynamics in plasma.

The results obtained at spectroscopic studies of the processes of plasma interaction with perspective thermonuclear materials (CFC, W) showed a significant influence of plasma density and plasma streams energy content on the material emission intensity from the target surface.

It has been shown for the first time that dense shock-compressed near-surface layers of cold plasma formed at the interaction of high-energy plasma stream with

the material surface in the large extent are similar to those formed in the compression region in the MPC. The electron density in the plasma layers formed during the plasma-surface interaction reaches the values close to the density in the MPC compression region. The near-surface layers formed by the interaction of plasma flows with materials, as well as the compression region, which is formed due to the self-compression of plasma streams are characterized by similar scale plasma density, significant gradients of density, temperature, magnetic and electric fields, etc., and their parameters are significantly different from those in the plasma stream.

The results of the performed studies are valuable both for the development of plasma physics fundamental aspects and for a wide range of applied problems. They give the opportunity to «control» the plasma flow, in the same way, to reduce the erosion of the electrodes, and provide the necessary impurity composition of plasma in various technological applications of short-wave radiation sources and for the use in lithography.

The information obtained in experiments on interaction of dense plasma flows with materials is of great importance for solution of the thermonuclear problems connected with control fusion. In particular, the data relating to the determination and interpretation of physical processes that occur during the plasma-surface interaction, the behavior of the different target materials under plasma impact and others can be applied in further studies of the plasma influence on materials in large-scale fusion devices.

Keywords: powerful dense plasma streams, magnetized plasma, magnetoplasma compressor, spectral methods of diagnostics, plasma electron density, plasma focus, plasma-surface interaction.

Список публікацій здобувача за темою дисертації

1. Ladygina M. S., Skladnik-Sadowska E., Zaloga D. R., Sadowski M. J., Kubkowska M., Kowalska-Strzeciwiłk E., Krawczyk N., Paduch M., Miklaszewski R., Garkusha I. E. Studies of plasma interactions with tungsten targets in PF-1000U facility // *Nukleonika*. 2016. Vol. 61(2). P. 149–153.
2. Ladygina M. S., Skladnik-Sadowska E., Zaloga D., Malinowski K., Sadowski M. J., Kubkowska M., Kowalska-Strzeciwiłk E., Paduch M., Zielinska E., Miklaszewski R., Garkusha I. E., Gribkov V. A. Study of tungsten surface interaction with plasma streams at DPF-1000U // *Nukleonika*. 2015. Vol. 60(2). P. 293–296.
3. Ladygina M. S., Marchenko A. K., Solyakov D. G., Petrov Yu. V., Makhraj V. A., Yelisseyev D. V., Garkusha I. E. and Cherednichenko T. N. Dynamics of self-compressed argon and helium plasma streams in the MPC facility // *Physica Scripta*. 2016. Vol. 91. 074006.
4. Chebotarev V. V., Garkusha I. E., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Petrov Yu. V., Solyakov D. G., Tsarenko A. V., Tereshin V. I., Trubchaninov S. A., Yelisyeyev D. V., Hassanein A. Dynamics of nitrogen and xenon plasma streams generated by MPC device // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics* (13). 2007. № 1. P. 104–106.
5. Marchenko A. K., Garkusha I. E., Chebotarev V. V., Ladygina M. S., Petrov Yu. V., Solyakov D. G., Tereshin V. I., Staltsov V. V., Hassanein A., Składnik-Sadowska E. Features of plasma focus formation in different operation modes of gas-discharge magnetoplasma compressor // *Acta Technica CSAV56*. 2011. T113–T122.
6. Chebotarev V. V., Garkusha I. E., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Petrov Yu. V., Solyakov D. G., Tereshin V. I., Trubchaninov S. A., Tsarenko A. V., Hassanein A. Investigation of pinching discharge in MPC device operating with nitrogen and xenon gases // *Czechoslovak Journal of Physics*. 2006. Vol. 56. Suppl. B. B335–B341.

7. Гаркуша И. Е., Терешин В. И., Чеботарев В. В., Соляков Д. Г., Петров Ю. В., Ладыгина М. С., Марченко А. К., Стальцов В. В., Елисеев Д. В. Характеристики разряда и динамика компрессионных плазменных потоков, генерируемых МПК компактной геометрии // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 11. С. 1015–1022.
8. Соляков Д. Г., Петров Ю. В., Гаркуша И. Е., Чеботарев В. В., Ладыгина М. С., Чередниченко Т. Н., Моргаль Я. И., Кулик Н. В., Стальцов В. В., Елисеев Д. В. Формирование зоны сжатия в плазменном потоке, генерируемом магнитоплазменным компрессором // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 12. С. 1099–1106.
9. Załoga D., Składnik-Sadowska E., Kubkowska M., Ladygina M., Malinowski K., Kwiatkowski R., Sadowski M. J., Paduch M., Zielińska E. and Makhraj V. A. Comparison of optical spectra recorded during DPF-1000U plasma experiments with gas puffing // Nukleonika. 2015. Vol. 60(2). P. 309–314.
10. Bandura A. N., Byrka O. V., Chuvilo A. A., Garkusha I. E., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Solyakov D. G., Yelisseyev D. V. Characteristics of plasma streams and optimization of operational regimes for magnetoplasma compressor // Problems of atomic science and technology. Ser.: Plasma Physics (17). 2011. № 1. P. 68–70.
11. Składnik-Sadowska E., Czaus K., Malinowski K., Sadowski M. J., Nowakowska-Langier K., Ladygina M., Garkusha I. E. Optical emission spectroscopy of plasma produced from tungsten target irradiated within RPI-IBIS facility // Nukleonika. 2012. Vol. 57(2). P. 193–196.
12. Malinowski K., Składnik-Sadowska E., Ladygina M., Jakubowski L., Sadowski M. J. Investigations of plasma discharges within Maja-PF device operated with tungsten inserts in the central electrode // PLASMA 2007 – International Conference on Research and Applications of Plasmas. 16-19 October, 2007, Greifswald, Germany. Editors: Hartfuss H.-J., Dudeck M., Musielok J., Sadowski M.J. / AIP CP993, 2008, P. 357–360.

13. Ladygina M., Skladnik-Sadowska E., Sadowski M.J., Czaus K., Kwiatkowski R., Malinowski K., Zebrowski J. and Garkusha I. E. Spectroscopic investigation of dense plasma streams and their interactions with CFC targets in PF-360 and RPI-IBIS facilities // Proc. 39th European Physical Society Conference on Plasma Physics 16th International Congress on Plasma Physics. 2–6 July, 2012, Stockholm, Sweden / Proceedings published in an electronic version (CD issue).
14. Garkusha I. E., Chebotarev V. V., Hassanein A., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Petrov Yu. V., Solyakov D. G., Tereshin V. I., Trubchaninov S. A., Byrka O. V. Dynamics of Xenon Plasma Streams generated by Magnetoplasma Compressor // PLASMA 2007 – International Conference on Research and Applications of Plasmas. 16–19 October, 2007, Greifswald, Germany. Editors: Hartfuss H-J., Dudeck M., Musielok J., Sadowski M.J. / AIP CP993, 2008, P. 341–344.
15. Ladygina M. S., Marchenko A. K., Solyakov D. G., Petrov Yu. V., Makhraj V. A., Yelisseyev D. V., Garkusha I. E. Investigations of plasma parameters and features of compression zone formation in MPC facility using the optical and spectroscopic methods of diagnostics // Proc. of the Joint ICTP-IAEA School and Workshop on Modern Methods in Plasma Spectroscopy Trieste, Italy, 16–20 March, 2015 / Programs book P. 36.
16. Ladygina M.S., Skladnik-Sadowska E., Sadowski M.J., Zaloga D.R., Kubkowska M., Kowalska-Strzęciwilk E., Krawczyk N., Paduch M., Garkusha I. E. and Miklaszewski R. Studies of plasma interactions with tungsten targets in PF-1000U facility // Proc. International Conference on Research and Application of Plasmas, PLASMA-2015, Warsaw, Poland, 7–11 September, 2015 / P4.05 (CD issue).
17. Marchenko A. K., Ladygina M. S., Petrov Y. V., Makhraj V. A., Garkusha I. E., Solyakov D. G., Byrka O. V., Chebotarev V. V., Aksenov N. N., Herashchenko S. S. and Astashinski V. M. Diagnostics of plasma streams and plasma-surface interaction of essentially different duration of plasma pulses // Proc. International Conference-School on Plasma Physics

and Controlled Fusion Kharkiv, Ukraine, September 12–15, 2016 / Book of abstract P. 94.

18. Składnik-Sadowska E., Malinowski K., Sadowski M. J., Kubkowska M., Jakubowska K., Paduch M., Scholz M., Garkusha I. E., Ladygina M., Tereshin V. I. Optical spectroscopy of free-propagating plasma and its interaction with tungsten targets in PF-1000 facility // Contributions to Plasma Physics 51. 2011. № 2-3. P. 288–292.
19. Ladygina M. S., Garkusha I. E., Marchenko A. K., Makhlai V. A., Sadowski M. J., Składnik-Sadowska E., Aksenov N. N., Tereshin V. I. Spectroscopy of plasma surface interaction in experiments simulating ITER transient events // Transactions of Fusion Science and Technology. 2011. Vol. 60(1). P. 27–33.

Особистий внесок здобувача у роботах [1, 2, 11, 12, 13, 17, 19, 18] – визначено параметри приповерхневої плазми, досліджено динаміку матеріалу, що розпилюється з поверхні мішеней під час взаємодії плазмових потоків з матеріалами на DPF-1000, PF-Maja, RPI-IBIS, PF-360; у [3-9, 14, 15] проведено аналіз та порівняння результатів, отриманих при роботі на газах з різними масами, а також їх сумішах, виміряно експериментальні напівширини та інтенсивності спектральних ліній азоту, ксенону, аргону, гелію та розраховано електронну густину та температуру плазми на МПК; у [10] визначено оптичну товщину плазми, проведено аналіз самопоглинання спектральних ліній ксенону в компресійній плазмі; у [16] вивчено вплив додаткового газового напуску на процеси взаємодії, динаміку та розпилення матеріалу мішені DPF-1000.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	19
ВВЕДЕННЯ.....	20
РОЗДІЛ 1. СИЛЬНОСТРУМОВІ ПІНЧ-РОЗРЯДИ В ПЛАЗМО-ДИНАМІЧНИХ СИСТЕМАХ ТИПУ МАГНІТОПЛАЗМОВИЙ КОМПРЕСОР ТА ПЛАЗМОВИЙ ФОКУС. СТАН ПРОБЛЕМИ ТА ПРІОРИТЕТНІ НАПРЯМКИ ДОСЛІДЖЕНЬ.....	31
РОЗДІЛ 2. ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ УСТАНОВОК І МЕТОДІВ ДІАГНОСТИКИ.....	44
2.1. Експериментальні стенди для генерації потоків щільної замагніченої плазми	44
2.1.1 Магнітоплазмовий компресор МПК компактної геометрії. Особливості сильнострумових розрядів МПК з імпульсним напуском робочого газу і на фоновому газі з додатковою локальною інжекцією в область компресії.....	45
2.1.2. Плазмовий фокус МАІА – 60.....	49
2.1.3. Плазмовий фокус PF-360.....	50
2.1.4. Стержневий плазмовий інжектор RPI-IBIS.....	51
2.1.5. Плазмовий фокус PF-1000.....	53
2.2. Методи діагностики та діагностична апаратура.....	55
2.2.1. Спектроскопічна методика (методика спектральних вимірювань).....	55
2.2.1.1. Методи визначення електронної густини плазми.....	56
2.2.1.2. Методи визначення електронної температури плазми.....	58
2.2.2. Діагностична апаратура.....	59
РОЗДІЛ 3. ДИНАМІКА ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ В МПК З ІМПУЛЬСНИМ НАПУСКОМ ПЛАЗМОУТВОРЮЮЧИХ ГАЗІВ РІЗНОЇ МАСИ.....	65
3.1. Параметри потоків азотної плазми МПК.....	65
3.2. Параметри і динаміка плазмових потоків МПК при роботі на ксеноні.....	71

3.2.1. Реалізація різних сценаріїв заповнення газом прискорюючого каналу при варіюванні часу затримки між подачею газу в вакуумну камеру та подачею високої напруги.....	72
3.2.2. Аналіз формування зони компресії за допомогою оптичних методів.....	75
3.2.3. Просторові розподіли електронної густини у каналі МПК при роботі на ксеноні.....	78
3.2.4. Високошвидкісна реєстрація розвитку розряду в МПК на ксеноні.....	83
3.2.5. Еволюція густини плазми в зоні компресії. Аналіз самопоглинання спектральних ліній в компресійній плазмі. Вплив оптичної товщини плазми.....	86
3.2.6. Оцінка та порівняння густини, розрахованої з урахуванням самопоглинання, без його урахування та по лініям без самопоглинання. Радіальні розподіли густини плазми для різних режимів роботи.....	89
3.2.7. Визначення електронної температури.....	91
3.2.8. Дослідження динаміки домішок при роботі на чистому ксеноні.....	92
3.3. Дослідження пінч-розрядів МПК при роботі на суміші газів.....	96
3.4. Реєстрація спектрів в області ВУФ.....	100
3.5. Висновки до розділу.....	103
РОЗДІЛ 4. ПІНЧ-РОЗРЯДИ МПК ПРИ РОБОТІ НА ФОНОВОМУ ГАЗІ НА ПРИКЛАДІ ГЕЛІЮ ТА АРГОНУ. ОСОБЛИВОСТІ ДИНАМІКИ ПЛАЗМИ ПРИ ЛОКАЛЬНІЙ ІНЖЕКЦІЇ КСЕНОНУ В ОБЛАСТЬ КОМПРЕСІЇ.....	105
4.1. Пінч-розряди МПК на фоновому газі гелії (He) при різних тисках..	105
4.2. Дослідження компресійних плазмових потоків при роботі МПК на аргоні (Ar).....	109
4.3. Порівняння експериментальних результатів, отриманих при роботі МПК на гелії та аргоні.....	114

4.4. Плазмові параметри при локальній інжекції ксенону в сформовану на гелії зону компресії.....	118
4.5. Особливості формування області фокусу та впливу додаткового імпульсного напуску газу під час розряду на характеристики плазмових потоків на DPF-1000U.....	126
4.6. Висновки до розділу.....	129
РОЗДІЛ 5. ВЗАЄМОДІЯ ПЛАЗМИ З ПОВЕРХНЯМИ РІЗНИХ МАТЕРІАЛІВ.....	132
5.1. Дослідження розвитку плазмового розряду на PF MAJA-60, при роботі з Cu та Cu-W вставкою в центральному електроді.....	133
5.2. Оптична емісійна спектроскопія плазми на плазмовому інжекторі RPI-IBIS.....	138
5.2.1. Вивчення динаміки плазмового потоку та поведінки матеріалу мішені при опроміненні вольфраму.....	138
5.2.2. Вивчення динаміки плазмового потоку та поведінки вуглецю при опроміненні CFC мішені.....	143
5.3. Спектральні дослідження щільних плазмових потоків та їх взаємодії з CFC мішенями на плазмовому фокусі PF-360. Порівняння з результатами, отриманими на інжекторі RPI-IBIS при опроміненні CFC мішеней.....	145
5.4. Вивчення взаємодії плазми з вольфрамовими мішенями на DPF-1000.....	148
5.5. Висновки до розділу.....	151
ВИСНОВКИ.....	153
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	155
ДОДАТОК 1 Список публікацій здобувача за темою дисертації.....	167

Перелік умовних позначень

МПК – магнітоплазмовий компресор

ПФ – плазмовий фокус

ITER – міжнародний термоядерний експериментальний реактор

CFC – композит з вуглецевих волокон

λ – довжина хвилі, нм, Å

КТС – керований термоядерний синтез

U_c – напруга конденсаторної батареї, кВ

τ – часова затримка між напуском робочого газу та застосуванням високої напруги, мкс

ΔV – інтегральний напуск газу в робочу камеру, см^{-3}

U_p – розрядна напруга, кВ

I_p – розрядний струм, кА

ЕУФ (ВУФ) – екстремальний (вакуумний) ультрафіолет

v – швидкість плазмового потоку, см/с

$\tau_{\text{опт}}$ – оптична товщина

g - статистична вага

f - сила осцилятора

T_e – електронна температура плазми

N_e – електронна густина плазми

P_0 – початковий тиск, Торр

МКП – мікроканальна пластина

t – час розряду

$t_{\text{експ}}$ – час експозиції, мкс

z – відстань від катоду, см

A – атомна маса, а.о.м.

\dot{m} – масові витрати, г/с

AXUV – фотодіод, чутливий у рентгенівському, вакуумному та ультрафіолетовому діапазонах

ВВЕДЕННЯ

Обґрунтування вибору теми дослідження. В даний час, завдяки стрімкому розвитку нових технологій, дослідження компресійних потоків щільної замагніченої плазми особливо важливі для детального вивчення фізичних процесів їх генерації і динаміки та використання в широкому колі різних технологічних застосувань.

Одним з найважливіших застосувань даних плазмових потоків є їх використання в якості потужних плазмових джерел іонів і генерації випромінювання в різних діапазонах довжин хвиль. В той же час замагнічені плазмові потоки, що пінчуються, використовуються для дослідження важливих особливостей взаємодії плазми з поверхнями різних матеріалів, моделювання космічних явищ (протуберанці, плазмові джети), що супроводжуються генерацією плазмових струменів, новітніх плазмових технологій для осадження і модифікації різних покриттів. Сильнострумові розряди можуть бути реалізовані при роботі на різних плазмоутворюючих газах або сумішах газів при відповідному виборі початкових умов.

Потужні потоки щільної замагніченої плазми, що генеруються імпульсними сильнострумовими розрядами, можуть мати значний вплив на матеріали. Інформація про параметри, динаміку і характеристики плазмових потоків дає можливість передбачити поведінку матеріалу в умовах значних корпускулярних і енергетичних навантажень, а також вивчити поведінку домішок матеріалу в приповерхневій плазмі, що важливо для термоядерної проблематики.

Слід зазначити, що для вивчення фізичних процесів, що протікають у компресійній плазмі, що рухається та в приповерхневих шарах щільної плазми при гальмуванні потоків на поверхні матеріалів, використання контактних методів діагностики часто неможливе в силу внесених збурень і великих енергетичних потоків на вимірювальні елементи. У зв'язку з цим особливої актуальності набуває розвиток сучасних і безконтактних діагностик (перш за

все спектральних методів), що необхідно для успішного проведення фундаментальних досліджень фізичних процесів високоенергетичної плазми і для різних технологічних завдань.

Мета і основні задачі дослідження. Основною метою дисертаційної роботи є виявлення фізичних процесів, які обумовлюють компресію плазмових потоків, визначення спектральних характеристик компресійної плазми в системах типу магнітоплазмовий компресор і плазмовий фокус, вивчення впливу початкових і граничних умов розвитку розряду на розміри області компресії, її місце розташування і параметри плазми, а також залежності динаміки стиснення плазми від атомної маси плазмоутворюючого газу, в тому числі і у випадку багатокomпонентної плазми.

Для досягнення цієї мети сформульовано й розв'язано наступні задачі:

- розробка і створення комплексу оптичної діагностики з необхідними часовим і просторовим розділеннями, аналіз особливостей застосування спектроскопії в умовах щільної замагніченої плазми МПК і ПФ, адаптація методів оптичної діагностики для імпульсних компресійних плазмових потоків;
- дослідження динаміки щільних плазмових потоків при роботі на газах з різними масами і їх сумішах в залежності від особливостей газового напуску (початкової концентрації газу, масових витрат і т.д.), оптимізація режимів роботи магнітоплазмового компресора і плазмових фокусів;
- аналіз умов подібності розвитку розряду при використанні різних робочих газів або сумішей газів, що відрізняються атомною масою;
- вивчення динаміки плазмових потоків, процесу їх стиснення і формування зони компресії при різних початкових умовах;
- виявлення загальних закономірностей формування локальних компресійних плазмових шарів у МПК і щільних шарів приповерхневої плазми при взаємодії високоенергетичних плазмових потоків з матеріалами;

– визначення домішкового складу плазмових потоків при взаємодії плазми з поверхнями різних матеріалів, аналіз особливостей генерації та динаміки домішок в залежності від різних експериментальних умов.

Об’єкт дослідження – компресійні плазмові потоки, що генеруються сильнострумовими квазістаціонарними і імпульсними джерелами типу магнітоплазмовий компресор та плазмовий фокус, приповерхневі шари щільної замагніченої плазми, що формуються при взаємодії високоенергетичної плазми з поверхнею матеріалів.

Предмет досліджень – процеси формування області компресії і їх залежність від початкових і граничних умов розвитку розряду, спектральні характеристики компресійної плазми при роботі з газами різної атомної маси, динаміка взаємодії компресійних плазмових потоків з матеріалами.

Методи досліджень. Для експериментальних досліджень динаміки щільних плазмових потоків і їх параметрів використовувався комплекс оптичної діагностики. Оптичні та спектральні прилади, що використовувались забезпечили необхідні високі показники просторового і часового розділення в умовах коротких тривалостей плазмового розряду. Електронна густина плазми визначалась за штарківським розширенням спектральних ліній основного робочого газу і домішкових елементів (з урахуванням і без урахування ефекту самопоглинання). Електронна температура розраховувалася по відношенню інтенсивностей спектральних ліній різних стадій іонізації. Швидкість плазмового потоку визначалася часово-пролітним методом. Динаміка плазмового потоку і процеси формування зони компресії досліджувалися за допомогою високошвидкісної фотореєстрації. Безконтактні методи діагностики, що використовувались дозволили досліджувати локальні компресійні формування без внесення збурень у плазмовий потік, що обумовлювало точність вимірювань і достовірність отриманих результатів. Дані оптичних досліджень доповнювалися результатами зондових вимірювань і калориметрії.

Наукова новизна отриманих результатів.

В результаті проведених комплексних досліджень вперше визначені особливості генерації щільних потоків замагніченої плазми магнітоплазмового компресора при роботі на «важких» газах, маса яких перевищує масу можливих домішкових іонів (матеріал електродів і ізоляторів).

Вперше досліджена залежність динаміки стиснення і параметрів плазми в області компресії від початкових умов розвитку розряду. Вивчено вплив особливостей напуску газу (початкової концентрації газу, масових витрат, початкового тиску в камері) на розвиток розряду і формування області компресії МПК при стисненні плазмового потоку.

Вперше експериментально встановлено, що положення області компресії визначається в основному початковою концентрацією робочого газу в каналі. При зменшенні початкової концентрації газу область компресії зміщувалась від електродів. Збільшення початкової концентрації газу, за умови збереження інтегральних масових витрат, призводило до зміщення області компресії до зрізу центрального електрода МПК.

Вперше проведено аналіз умов подібності при розвитку розряду з використанням різних робочих газів або сумішей газів, що відрізняються атомною масою. Встановлено, що максимальна величина густини при заданій початковій концентрації частинок робочого газу не залежить від інтегрального параметра обміну (інтегральних масових витрат).

Вперше показано, що при опроміненні поверхні високоенергетичними плазмовими потоками виникнення щільних ударно-стиснених приповерхневих шарів холодної плазми в значній мірі подібне формуванню області компресії в МПК. Електронна концентрація в плазмових шарах, що формуються при взаємодії потоків плазми з поверхнею, досягає значень, близьких до густини в області компресії МПК.

Використання комбінації різних плазмодинамічних систем для вивчення поведінки вольфраму та інших матеріалів в умовах екстремальних

корпускулярних та енергетичних навантажень у процесах взаємодії інтенсивних плазмових потоків з матеріалами КТС вперше дозволило вивчити динаміку випаруваного матеріалу в приповерхневій плазмі та її вплив на характеристики приповерхневих плазмових шарів при варіації в широкому діапазоні концентрацій частинок та тривалостей генерації компресійних потоків плазми.

Особистий внесок здобувача. Автором внесено визначальний вклад у підготовку і проведення всіх експериментальних робіт, які лягли в основу представленої дисертаційної роботи, обробку даних і аналіз отриманих результатів. Дисертантка брала безпосередню участь в обговоренні та інтерпретації отриманих результатів, написанні та підготовці наукових статей, опублікованих за темою дисертації, представленні результатів на міжнародних конференціях.

У публікаціях [1, 2] дисертантка дослідила динаміку матеріалу, що розпилюється з поверхні мішені під час взаємодії плазмових потоків з вольфрамом на DPF-1000; автором визначені параметри плазмових потоків у різних режимах роботи плазмового фокуса та вплив на них величин розрядної напруги та додаткового напуску газу.

У [3] запропонувала та реалізувала схему для реєстрації спектрів з часовою роздільністю на основі дифракційного монохроматора з електронно-оптичним перетворювачем. Підготувала та синхронізувала високошвидкісну фотореєструючу установку ВФУ-1, за допомогою якої провела дослідження динаміки плазмових потоків, що генеруються МПК, та виявила особливості формування області компресії. Провела розрахунки електронної густини та температури плазми.

У роботах [3-5] провела аналіз та порівняння результатів, отриманих за допомогою спектральних методів діагностики, при роботі на газах з різними масами, а також їх сумішах. Виміряла експериментальні напівширини та інтенсивності спектральних ліній азоту, ксенону, аргону, гелію та розрахувала електронну густину та температуру плазми на МПК.

У статтях [4, 6] автор провела розробку комплексу оптичної діагностики, що застосовувався у всіх експериментах на установці МПК та підготувала до експлуатації його елементи. Зокрема, вона збила оптичні схеми з дифракційним спектрометром, що використовувався для реєстрації інтегральних спектрів, а також з використанням поворотної призми для реєстрації спектрів вздовж осі потоку.

У роботах [7, 8] дисертантка проаналізувала умови та особливості формування області компресії при роботі з азотом та ксеноном, а також гелієм та аргоном. Використовуючи експериментальні напівширини та повні інтенсивності спектральних ліній робочих газів, вона оцінила електронну густину та температуру плазми. Визначила умови подібності розвитку розряду, а також особливості формування області компресії. Проаналізувала вплив початкових умов на динаміку плазових потоків та їх компресію при роботі на легких та важких газах.

У статтях [5, 9], використовуючи методи оптичної спектроскопії, автор визначила параметри плазми, за допомогою яких дослідила вплив додаткового локального напуску газу в область компресії на МПК і в зону фокуса на ПФ.

У [10] визначила оптичну товщину плазми, що генерується МПК, і провела детальний аналіз самопоглинання спектральних ліній ксенону в компресійній плазмі та аналіз можливих помилок при визначенні густини плазми по уширенню самопоглинених ліній.

На установках PF-Maja та RPI-IBIS вона дослідила взаємодію щільних плазових потоків з вольфрамом [11, 12], де за допомогою спектральної діагностики проаналізувала вплив енергетичного складу плазового потоку і параметрів плазми на умови розпилення та поведінку матеріалу мішені.

У [13] провела порівняльний аналіз впливу густини і енергетичного вмісту плазового потоку на інтенсивність і динаміку розпилення матеріалу вуглецевої мішені CFC (carbon fiber composite), визначила умови, що дозволяють зменшити розпилення матеріалу з поверхні і тим самим запобігти забрудненню потоку.

У роботах [14, 15] вона визначила оптимальні режими роботи установки і параметри плазми, з'ясувала динаміку плазових потоків МПК при роботі на «важких» газах Хе і Аг, а також дослідила динаміку формування області компресії.

У [16] провела спектроскопічні дослідження під час опромінення вольфрамів мішеней плазовими потоками, що генеруються DPF-1000, і вивчила вплив додаткового газового напуску на процеси взаємодії, динаміку та розпилення матеріалу мішені.

У роботах [17, 19] провела додаткові дослідження на установках зі значною різницею в тривалості генерації плазових імпульсів і з'ясувала особливості їх впливу на різні матеріали, перспективні для використання в термоядерних застосуваннях.

У [18] вона проаналізувала особливості розрахунку електронної густини по лініям з самопоглинанням, використовуючи штарківські напівширини спектральних ліній дейтерію.

Апробація результатів дисертації. Результати, що представлено в дисертаційній роботі, доповідались на міжнародних конференціях: International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion (Alushta, Crimea, 2004, 2006, 2008, 2010, 2012); Международная школа молодых ученых по ядерной физике и энергетике (Алушта, Крым, 2005); 22nd Symposium on Plasma Physics and Technology (Czech Republic, Prague, 2006); 33rd EPS Conference on Plasma Physics (Italy, Rome, 2006); 6th International Workshop and Summer School «Towards Fusion Energy - Plasma Physics, Diagnostics, Spin-offs» (Kudowa Zdroj, Poland, 2006); PLASMA 2007: International Conference on Research and Applications of Plasmas (Germany, Greifswald, 2007); Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу (Київ, Україна, 2007, 2009, 2011); 23rd Symposium on Plasma Physics and Technology (Prague, Czech Republic, 2008); 35th EPS Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion (Greece, Hersonissos, 2008); Third ITER Summer School: «Plasma Surface Interaction in Controlled Fusion

Devices» (Aix en Provence, France, 2009); 24th Symposium on Plasma Physics and Technology (Czech Republic, Prague, 2010); The 1st International Youth Conference on Fusion Energy (Daejeon, Korea, 2010); The 1st ITER-IAEA Technical Meeting (Monaco, 2010); 13th International Workshop on Plasma-Facing Materials and Components for Fusion Applications and 1st International Conference on Fusion Energy Materials Science (Germany, Rosenheim, 2011); Международная школа молодых ученых по ядерной физике и энергетике (Алушта, Крым, 2011); PLASMA-2011: International Conference on Research and Applications of Plasmas (Warsaw, Poland, 2011); 39th European Physical Society Conference on Plasma Physics 16th International Congress on Plasma Physics (Stockholm, Sweden, 2012); ESCAMPIG XXI (Viana do Castelo, Portugal, 2012); Kudowa Summer School «Towards Fusion Energy» (Kudowa Zdrój, Poland, 2014); International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion (Kharkov, Ukraine, 2014); Joint ICTP-IAEA School and Workshop on Modern Methods in Plasma Spectroscopy (Trieste, Italy, 2015); PLASMA 2015: International Conference on Research and Applications of Plasmas (Warsaw, Poland, 2015), International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion Kharkiv, Ukraine, September 12–15, 2016.

Зв'язок роботи з науковими програмами та темами.

Дисертаційну роботу виконано відповідно до тематики досліджень, що проводились в Інституті фізики плазми Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут» (ІФП ННЦ ХФТІ), в рамках виконання планових бюджетних науково-дослідних робіт:

– Програма проведення фундаментальних досліджень з атомної науки та техніки Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут», затверджена розпорядженням Кабінету міністрів України № 421-р від 13.09.2001, № держреєстрації 080901UP0009 від 08.10.2001. Теми: «Дослідження потоків плазми в багатоцільовій електромагнітній пастці «Юпітер-2М», взаємодія потужних потоків плазми з поверхнями матеріалів»; «Модельні експерименти і розрахунки в обґрунтування розробки джерела

термоядерних нейтронів, вибору матеріалів диверторних пластин термоядерного реактора, поліпшення властивостей конструкційних матеріалів»); «Розробка джерел важких іонів, електронів і потоків плазми та їх застосування для нагріву і діагностики високотемпературної плазми, а також в плазмових технологіях», № держреєстрації 080906UP0010 (2005-2010 рр.);

– Програма проведення фундаментальних досліджень з атомної науки та техніки Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут». Тема: «Генерація потужних потоків плазми, створення високоефективних джерел важких іонів та електронів та їх використання в термоядерних дослідженнях та технологічних застосуваннях» № держреєстрації 0ПУ009606 (2011-2015 рр.);

– Державна програма фундаментальних і прикладних досліджень з проблем використання ядерних матеріалів та ядерних і радіаційних технологій у сфері розвитку галузей економіки. Теми: Х-813 «Дослідження стійкості конструкційних матеріалів і компонентів при опроміненні потужними іонно-плазмовими потоками та ерозійних механізмів в умовах великих енергетичних навантажень», № держреєстрації 080999UP0009 (2004-2006 рр.); Х-5-521 «Дослідження впливу потужних імпульсних та квазістаціонарних потоків плазми з флюенсом 10^{23} - 10^{28} іон/м²с на формування поверхневих пошкоджень та зміни фізико-механічних властивостей конструкційних реакторних матеріалів», № держреєстрації 080999UP0009 (2007-2008 рр.); Х-7-214 «Формування градієнтних структурно-фазових станів, що зумовлюють покращення експлуатаційних характеристик елементів конструкцій ЯЕУ та створення експериментального стенду радіаційно-пучкового впливу на матеріали ядерної і термоядерної енергетики», № держреєстрації 080999UP0009 (2009-2010 рр.);

– Цільова комплексна програма наукових досліджень НАН України «Науково-технічний супровід розвитку ядерної енергетики та застосування радіаційних технологій в галузях економіки». Теми: Х-4-7 «Створення комплексу енергоживлення та вакуумної системи для експериментального

стенду радіаційно-пучкового впливу на матеріали ядерної і термоядерної енергетики» № держреєстрації 0111U00734209 (2011-2012 pp.); X-5-1 Фізичний запуск нового експериментального стенду радіаційно-пучкового впливу на матеріали ядерної і термоядерної енергетики № держреєстрації 0113U005693 (2013-2015 pp.);

– Теми міжнародного співробітництва Міністерства освіти та науки України із Польщею: «Дослідження властивостей імпульсних потоків щільної плазми, розробка плазмових методів покращення властивостей поверхонь», № держреєстрації ОК 0203U008364; «Розвиток і застосування різних методів діагностики плазми та поверхні для дослідження процесів модифікації твердих поверхонь матеріалів», № держреєстрації 0104U007424;

– Дослідження в рамках конкурсу спільних наукових проектів Державного фонду фундаментальних досліджень України та Білоруського фонду фундаментальних досліджень 2012 року;

– Дослідження в рамках конкурсу спільних наукових проектів НАН України та Російського фонду фундаментальних досліджень 2012 року. Тема «Експериментальні та теоретичні дослідження динамічних та випромінюючих характеристик потоків у плазмових прискорювачах і магнітоплазмових компресорах нового покоління», № держреєстрації 0112U005007 (2012-2013 pp.);

– Дослідження в рамках конкурсу спільних наукових проектів НАН України та Російського фонду фундаментальних досліджень 2014 року. Тема «Генерація потоків плазми в плазмо-динамічних системах та дослідження їх стійкості у просторі і часі», № держреєстрації 0114U004411(2014-2015 pp.);

– Цільова програма наукових досліджень НАН України «Перспективні дослідження з фізики плазми, керованого термоядерного синтезу та плазмових технологій» (Постанова Президії НАН України № 178 від 14.09.2016). Тема «Динаміка потоків, що стискаються, за межами прискорювального каналу, та їх вплив на різні поверхні» (2017-2019 pp.).

Практичне значення отриманих результатів. Результати виконаних досліджень представляють цінність для широкого кола прикладних задач. Отримані в дисертаційній роботі результати дають можливість «керування» плазмовим потоком і, тим самим, зменшення ерозії електродів і забезпечення необхідного складу домішок у плазмі для різних технологічних застосувань пінч-розрядів, перш за все в задачах створення потужних плазмових джерел короткохвильового випромінювання і для застосування в літографії.

Інформація, отримана при взаємодії щільних плазмових потоків з матеріалами, має велике значення для задач термоядерної енергетики. Зокрема, отримані результати будуть використані для аналізу фізичних процесів і інтерпретації основних ефектів, що відбуваються при взаємодії високоенергетичної плазми з матеріалами, поведінки домішок матеріалу мішеней під час розряду, параметрів приповерхневої плазми в подальших дослідженнях впливу плазми на матеріали великих термоядерних установок.

Публікації. Результати дисертаційної роботи опубліковані в 19 роботах, у тому числі в 13 статтях у наукових журналах [1-11, 18, 19] та 6 доповідях у матеріалах міжнародних конференцій [12-17].

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається зі вступу, 5 розділів, висновків, списку використаних джерел та 1 додатку. Повний обсяг дисертації складає 170 сторінок, з них 137 сторінок основного тексту з 71 рисунком. Список використаних літературних джерел містить 119 найменувань та складає 11 сторінок.

РОЗДІЛ 1

СИЛЬНОСТРУМОВІ ПІНЧ-РОЗРЯДИ В ПЛАЗМОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМАХ ТИПУ МАГНІТОПЛАЗМОВИЙ КОМПРЕСОР ТА ПЛАЗМОВИЙ ФОКУС.

СТАН ПРОБЛЕМИ ТА ПРІОРИТЕТНІ НАПРЯМКИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Дослідження, що проводяться в теперішній час в області фізики щільної замагніченої плазми, направлені на отримання фундаментальних знань про процеси генерації плазмових потоків у сильнострумових розрядах, динаміку високоенергетичної плазми та поведінку матеріалів при взаємодії з потужними плазмовими потоками. Дані дослідження також мають важливе практичне значення для рішення проблеми керованого термоядерного синтезу, де взаємодія плазми з поверхнею грає ключову роль, а також розвиток сучасних плазмових технологій в промисловості, медицині та оборонному комплексі.

Газорозрядні плазмові системи, такі як z-пінч, плазмовий фокус, магнітоплазмовий компресор, імпульсний капілярний розряд можуть генерувати щільну високотемпературну замагнічену плазму, яка є джерелом інтенсивного електромагнітного і корпускулярного випромінювання. Зона плазмового стиснення (фокуса, компресії) також представляє інтерес у якості об'єкта для вивчення різних фізичних явищ, що відбуваються в щільній замагніченій плазмі, наприклад, плазмових струмових шнурів, гарячих локальних мікроутворень (горячі точки), астрофізичних ефектів (плазмові джети, протуберанці), механізмів генерації короткохвильового випромінювання [20-23].

Вперше явище стиснення плазми описано в 1934 р. У. Беннетом стосовно потоків швидких заряджених частинок у газорозрядній плазмі. Термін «пінч-ефект» введено в 1937 р. Л. Тонксом для описання фізичних процесів у сильнострумовій дузі. Пінч-ефект – ефект стиснення, стягування

сильно-струмового газового розряду (плазмового утворення) в результаті взаємодії струму розряду з магнітним полем, власним або зовнішнім.

Пінч-ефект може спостерігатися тільки в провідних середовищах, де рухливі носії заряду (електрони та іони в газорозрядній плазмі, електрони та дірки в напівпровідниках) присутні в приблизно однаковій кількості. Якщо ж є тільки один вид носіїв струму, то електричне поле просторового заряду ефективно перешкоджає стисненню струму до осі. Протікання великих струмів ($10^5 - 10^6$ А) через газ супроводжується іонізацією та нагрівом речовини та переходом його в стан плазми. Нагрів плазми відбувається при струмовому тепловиділенні на омичному опорі плазмового каналу (джоулів нагрів) та при адіабатичному стисненні пінча як цілого утворюється високотемпературна плазма.

Магнітне поле струму віджимає плазмовий канал від стінок розрядної камери, та утворюється ізольований струмовий шнур – пінч. Саме магнітне поле зосереджено у пристінному вакуумному зазорі між пінчем та стінкою, тим самим створюються умови для магнітної термоізоляції високотемпературної плазми. Лінії магнітного поля паралельні поверхні пінча, та заряджені частинки рухаються поперек магнітного поля, процес дифузії плазми (та перенос тепла) на стінку суттєво уповільнюється: характерна довжина – вільний пробіг частинок λ змінюється на ларморівський радіус $\rho = e\hbar v/B$ (e – елементарний заряд, m – маса електрона, v - теплова швидкість електрона), який, в залежності від величини магнітного поля B , менше λ на декілька порядків величини.

Особливою властивістю пінчей – магнітною термоізоляцією високотемпературної плазми – пояснюється інтерес до пінч-ефекту, що з'явився в зв'язку з проблемою керованого термоядерного синтезу (КТС). Дослідження пінчей в дії почалось в 50-х р. одночасно в СРСР, США та Великобританії в рамках національних програм по КТС. Основна увага при цьому приділялась двом видам пінчей – лінійному та тороїдальному.

Струм пінча J повинен був виконувати ще одну необхідну для КТС функцію – забезпечити магнітне утримання пінча у стані рівноваги. Необмеженому магнітному стисненню при пінч-ефекті протидіє газокінетичний тиск плазми $P_{\text{пл}} = k(N_e T_e + N_i T_i)$, який в щільній високотемпературній плазмі, в силу її квазінейтральності ($N_e = N_i = N$) та умові, що звичайно виконується $T_e = T_i$ становиться рівним $P_{\text{пл}} = 2NkT$ (N – густина, а T – температура пінча, k – постійна Больцмана). При рівновазі легкорухома границя пінча розташовується на поверхні рівного тиску, тобто після деякого початкового стиснення на границі плазмового утворення повинно неперервно виконуватися умова квазірівноваги пінча $P_{\text{пл}} = P_{\text{магн}} = B^2/8\pi$.

З цього рівняння випливає співвідношення Беннета $B^2/8\pi = 2Nk\epsilon$. Так як для циліндричного провідника $B = 2J/cr$, то $J^2 = 4c^2 k N_q T$, де $N_q = \pi r^2 N$ – число частинок в перетині пінча. Це співвідношення показує, що для досягнення в плазмі $T \simeq 10^8$ К, при якій швидкість протікання термоядерних реакцій в рівнокомпонентній дейтерій-третієвій суміші вже настільки велика, що синтез ядер може стати енергетично вигідним, потрібно хоч і великий, але цілком досяжний струм пінча ($\simeq 10^5 \div 10^7$ А, в залежності від N_q).

В перших же експериментах по дослідженню z-пінча з'ясувалися дві головні особливості сильнострумового газового розряду, що не враховувалися раніше. Плазмовий шнур скінується при струмі, що змінюється в часі, та в нагріві плазми суттєвим є не джоулеве тепловиділення, а електродинамічне прискорення тонкої токової оболонки (скін-шару) до осі, що супроводжується утворенням ударної хвилі, що сходиться. Рух струмово-плазмової оболонки відбувається при $P_{\text{магн}} > P_{\text{пл}}$, та визначну роль у русі мають сили інерції; умови нагріву в ударній хвилі та при кумуляції на осі в результаті переходу кінетичної енергії в теплову виявилися більш вигідними, але ніякої квазірівноваги пінча не забезпечувалось. Виявилось також, що в лінійному z-пінчі на границі плазми та магнітного поля в принципі неможливо отримати рівновагу пінча із-за нестійкостей, що розвиваються. Ця особливість

сильнострумового розряду пов'язана з вкрай високою рухомістю та нерівноважністю колективу частинок, що складають плазмове середовище, та відсутністю «жорсткості» у плазми, що сприяє збереженню стійкої форми пінча. Більш того, при стисненні магнітним полем діамагнітні властивості плазми сприяють виштовхуванню її з області з великим B в бік магнітного поля, що зменшується.

В експериментах спостерігалась спочатку перша фаза – стиснення плазми до осі, при якій діамагнітність струмового каналу зменшувалась в ~ 10 разів та на осі камери утворювався плазмний шнур, що яскраво світиться, а за тим друга – швидкий розвиток плазмних нестійкостей струмового каналу – виникали місцеві передавлення пінча, його вигини, гвинтові збурення. Зростання цих нестійкостей відбувається надзвичайно швидко і веде до руйнування пінча: викиданню плазмних струменів, розривів пінча, утворення вихорів. В результаті виникають умови, при яких струм не стискає плазму, як впливало б зі співвідношення Беннета, а перехоплюється навколопінчевою плазмою, що утворюється або шунтується внаслідок приізоляторних пробойів.

Вивчення розрядів, що самі стискаються дозволило отримати щільну плазму з часом життя, хоч і малим ($\sim 10^{-6}$ с), але достатнім для вивчення фізики пінч-ефекту, розробити різні методи діагностики плазми, розвинути сучасну теорію процесів в ній. Еволюція установок з пінчем призвела до створення багатьох типів плазмних пристроїв, в яких нестійкості пінч-ефекту або стабілізуються за допомогою зовнішніх магнітних полів (квазістаціонарні системи типу токамака), або самі ці нестійкості використовуються для отримання надщільної плазми, з короткою тривалістю існування, в так званих швидких процесах (плазмний фокус, мікропінчі), або весь процес має настільки малу тривалість ($\sim 10^{-7}$ с), що нестійкості пінча не встигають розвинути.

Цікава ідея використовувати z-пінч-ефект пов'язана з радіаційним охолодженням плазми сильновипромінюючих газів. Втрати плазмою енергії на випромінювання зменшують протидію магнітному стисненню, та явище

мікропінча дозволяє сподіватися на отримання надвисокої густини речовини при так званому явищі радіаційного колапсу.

Типовий пристрій, що ефективно реалізує плазмові задачі, в основі яких лежить пінч-ефект є плазмовий фокус (ПФ). Схема плазмового фокуса була розроблена Н.В. Філіповим (СРСР) в 1961 році та Дж. У. Мейзером (США) в 1964 році, та з тих пір ПФ вивчається в багатьох країнах. Використовуючи технології з високою напругою, він може генерувати близько 10^{11} нейтронів за розряд при відносно невимогливному обладнанні. ПФ складається з двох концентричних циліндричних електродів, катод всередині аноду, звичайно декілька сантиметрів в діаметрі та декілька десятків сантиметрів в довжину, розділені на вхідному кінці діелектриком [24]. Низькоіндуктивна конденсаторна батарея з накопиченою енергією 5 - 500 кДж може забезпечити напругу 10 - 100 кВ між цими електродами, що призводить до пробію при тиску дейтерію в декілька Торр, та утворює плазмову оболонку поряд з ізолятором. Радіальний струм в плазмовій оболонці (мегаамперний діапазон) взаємодіє із азимутальним магнітним полем, створюючи аксіальний струм в катоді та тиск на плазму ($B \times J$) прискорюючи її в осьовому напрямку до кінця катоду за декілька мікросекунд. Коли плазма досягає кінця електродів та виходить за їх межі, вона стискається менше ніж за 1 мкс, формує z-пінч в плазмі з густиною до 10^{20} см^{-3} та температурою в декілька кілоелектронвольт. Викид нейтронів та рентгенівського випромінювання при фазі стиснення співпадає з початком розвитку нестійкостей, виникнення гарячих точок та викиду направлених пучків частинок.

Спочатку ПФ передбачався в якості потенціального термоядерного реактора, нейтрони, які були зареєстровані, з'являлись від зіткнень пучка з мішенню, пов'язаних з нестійкостями, а не від термоядерних реакцій, та в теперішній час ПФ розглядається в першу чергу як інтенсивне, компактне джерело нейтронів та рентгенівських променів. В нинішніх дослідженнях акцент робиться на детальному розумінні плазмових процесів та максимізації

виходу нейтронів та електромагнітного випромінювання в широкому діапазоні спектра.

Важливий вклад в дослідження термоядерної проблематики вноситься на плазмових фокусах PF-MAJA, PF-360 та ін. (NCBJ, Шверк, Польща) [25] та найбільшому в світі плазмовому фокусі DPF-1000 (IPPLM, Варшава, Польща). Вчені багатьох країн Європи проводять дослідження для вирішення великої кількості різних плазмових задач [26-28]. Незважаючи на те, що головні фази розряду плазмового фокусу добре відомі, залишаються не з'ясованими механізми прискорення первинних іонів, процеси генерації інтенсивного рентгенівського випромінювання, електронних пучків та продуктів термоядерних реакцій (швидких нейтронів та протонів з-за D-D реакцій) і т.д.

В теперішній час ведуться інтенсивні дослідження на плазмовому фокусі ПФ-3 (НДЦ «Курчатовський інститут», Москва, РФ), які направлені на вирішення як фундаментальних проблем фізики плазми, так й численних прикладних задач. Зокрема, ПФ-3 служить базою для проведення експериментів по генерації та вивченню динаміки плазмових потоків та визначенню їх параметрів, які можуть бути корисними в побудові моделі астрофізичних струменів, що розповсюджуються на значні відстані [29-31].

В 60-х роках О.І. Морозовим була запропонована та розвинена концепція квазістаціонарних високострумових плазмових прискорювачів [22, 32-36], яка, зокрема, дозволила реалізувати квазістаціонарний аналог плазмового фокусу – магнітоплазмовий компресор.

Магнітоплазмовий компресор – плазмодинамічна система, призначена для реалізації квазістаціонарних потоків плазми, що супроводжуються їх сильним стисненням під дією сил інерції та власного магнітного поля.

Основу МПК утворюють два коаксіальних електрода, внутрішній має конічну форму, що звужується. Між електродами тече струм розряду, що створює магнітне поле; під дією сили Ампера, що виникає, плазма розганяється вздовж каналу. На виході МПК потік сходиться до осі, де виникає область компресії з високими показниками густини та температури плазми.

Формуванню області компресії сприяють так звані струми виносу, що течуть в плазмовому струмені.

Зовнішні процеси, що відбуваються поблизу області компресії магнітоплазмового компресора нагадують процеси в z-пінчі.

Теорія течій в МПК у випадку ідеальної плазми будується наступним чином. Розбивши плазмовий потік між електродами на систему тонких коаксіальних потоків, можна для кожного з них записати три закони збереження:

$$\begin{aligned} (a) \quad 2\pi r f \rho v &= \text{const}; & (б) \quad H/\pi r &= \text{const}; \\ (в) \quad v^2/2 + i(\rho) + H^2/4\pi\rho &\equiv C, & i(\rho) &= \int dp(\rho)/\rho. \end{aligned}$$

Тут $r = r(z)$ – середній радіус трубки, $f(z)$ – її ширина, ρ і v – густина та швидкість плазми, $i(\rho)$ – ентальпія плазми, що характеризує її теплову енергію, $H(z)$ – напруженість магнітного поля. Рівняння (а) виражає закон збереження маси, (б) – характеризує вимороженість магнітного поля в плазму, (в) – рівняння Бернуллі для усталеного потоку нестискуваної ідеальної рідини. Якщо на виході каналу швидкість потоку та теплова енергія малі, то $C \approx H_0^2/4\pi\rho_0 = v_A^2$ (v_A^2 – альфвенівська швидкість), тобто на вході в канал енергія потоку зосереджена переважно в магнітному полі. Якщо радіус трубки потоку $r \rightarrow 0$, то можна реалізувати так званий компресійний режим течії, при якому швидкість буде мало змінюватися, а магнітна енергія буде переходити переважно в теплову, тобто $v_A^2 \rightarrow i(\rho_{\text{макс}})$. Звідси випливає, що максимально досяжні густина і температура плазми рівні:

$$\rho_{\text{макс}} = \rho_0 [(\gamma - 1) v_A^2/v_T^2]^{1/(\gamma - 1)}; \quad kT_{\text{макс}} = (\gamma - 1)Mv^2.$$

Тут γ – показник адіабати, $v_T^2 = dp(\rho)/d\rho$.

Розряди в МПК можуть відбуватися як в різних газах, так і на продуктах ерозії діелектрика, що розділяє електроди.

В даний час інтенсивні експериментальні і теоретичні дослідження проводяться на плазмових прискорювачах типу магнітоплазмовий компресор. Зокрема, в Інституті Тепло- та Масообміну ім. А.В. Ликова (Мінськ, Білорусь)

вивчаються фізичні процеси формування прискорення та компресії плазмових потоків та макрочастинок, а також способи контролю плазмових потоків. Білоруськими вченими внесений значний вклад в дослідження взаємодії компресійних плазмових потоків з різними матеріалами (металами, напівпровідниками, порошковими покриттями), модифікації їх структури та властивостей, синтез регулярних наномасштабних поверхневих утворень та нанесення нанопокриттів [37-42].

У Белградському Університеті (Белград, Сербія) проводяться експерименти по досягненню високих плазмових параметрів, великих швидкостей та тривалості розряду на магнітоплазмовому компресорі для ефективного використання та розвитку нових плазмових технологій, включаючи модифікацію поверхні матеріалів, створення суб-мікроструктур та наноструктур [43-45].

Слід зазначити дослідження зі створення потужних імпульсних джерел нейтронного і рентгенівського випромінювання, корпускулярних та плазмових потоків на основі швидких електророзрядних пристроїв. Важлива перевага радіаційних джерел, заснованих на газорозрядних плазмових системах, це можливість отримання спектра випромінювання в широкому діапазоні довжин хвиль. Необхідні робочі режими, в цьому випадку, можуть бути досягнені зміною робочих газів або використанням їх суміші з відповідним вибором початкових умов розряду [46]. Зокрема, для застосування у вакуумній ультрафіолетовій (ВУФ) літографії, переважно досліджується у якості робочого газу ксенон, завдяки його значному випромінюванню поблизу довжини хвилі 135 Å.

В зв'язку з цим, для оптичної літографії потрібно проведення досліджень, направлених на виявлення ефективних кандидатів для джерел випромінювання у ВУФ-області, комплексні дослідження динаміки зони компресії та особливостей генерації ВУФ та м'якого рентгенівського випромінювання з неї, характеристик плазмо-поверхневої взаємодії у

високострумових пінч-розрядах, що діють на різних газах та їх сумішах [46, 47].

Відповідно до даних вимог важливим завданням є дослідження особливостей генерації щільних плазмових потоків при використанні газів з великою атомною масою. Раніше, в дослідженнях використовувались легкі гази (водень, дейтерій, гелій) а експериментальна інформація, що стосується формування компресійних потоків плазми при роботі на тяжких газах уривчаста або взагалі відсутня.

В даний час дослідження фізики плазми стосовно вирішення проблеми керованого термоядерного синтезу ведуться на установках різного типу в багатьох наукових центрах світу [48-51]. Для успішного вирішення даної проблеми необхідно проведення ряду комплексних досліджень, в том числі по взаємодії високотемпературної плазми з конструкційними матеріалами термоядерних реакторів та їх радіаційної стійкості, по створенню нових матеріалів, що здатні функціонувати в екстремальних умовах, таких як висока температура та тиск, інтенсивні потоки радіації, в том числі нейтронне та рентгенівське випромінення.

Рішення багатьох цих задач може бути здійснено в дослідженнях, що проводяться на імпульсних плазмових установках, на основі сильнострумових пінч-розрядів.

Взаємодія плазми з поверхнею під час перехідних процесів у термоядерному реакторі ITER, що будується, належить до найбільш важливих проблем, які будуть визначати продуктивність токамака і час життя матеріалів його компонент. Очікувані перехідні навантаження в ITER можуть призводити до ерозії матеріалів та забруднення плазми домішками. Передбачається, що при зривах теплові навантаження на прийомні пластини дивертора будуть приблизно рівні $Q_{\text{disr}} = (10-100) \text{ МДж/м}^2$ при тривалості $t = 1-10 \text{ мс}$ [52, 53]. Нестійкості, що розвиваються на градієнті тиску плазми (ELM) також призводять до зменшення часу життя компонент дивертора [54, 55]; їх навантаження будуть складати $Q_{\text{ELM}} = (1-3) \text{ МДж/м}^2$ при $t = 0.1-0.5 \text{ мс}$ з

частотою повторення близько 1 Гц. Енергетичний діапазон зривів в ITER та ELM може бути вище тих, що існують в токамаках, і з урахуванням трудомісткості експериментів із взаємодії плазми з поверхнею в цих пристроях, застосовується велика кількість експериментальних моделювань на інших потужних плазмових пристроях [56, 57]. Дані установки дозволяють дослідити особливості взаємодії плазми з матеріалами у токамаці-реакторі, наприклад, ефект екранування випаруваного матеріалу і його вплив на перенесення енергії плазми на поверхню матеріалу, різні механізми ерозії матеріалів, що застосовуються та продуктів ерозії, які утворюються в результаті, а також транспортування домішок в об'ємі плазми.

Використання установок з короткими імпульсами, наприклад, плазмові фокуси, дозволяє вивчити не тільки поведінку матеріалів, що розпилюються з поверхні, але і детально дослідити процеси взаємодії плазми з мішенями, зокрема з вольфрамом, який має першорядне значення для термоядерних установок. При цьому актуальною задачею є визначення впливу високих теплових і енергетичних навантажень на матеріал мішені та ерозійної стійкості того чи іншого матеріалу при опроміненні щільними потужними плазмовими потоками.

В цілому, аналізуючи сучасний стан досліджень щільної замагніченої плазми, необхідно відзначити, що, незважаючи на досить тривалу історію досліджень плазмових пінч-розрядів на установках типу ПФ і МПК, залишається цілий ряд важливих і невирішених питань. Зокрема, недостатньо вивчені плазмодинамічні процеси, які супроводжують генерацію і компресію плазми, вплив початкових і граничних умов на розвиток пінч-розрядів і динаміку стиснення плазми, генерація випромінювання з компресійної плазми в широкому діапазоні спектра, механізми утворення локальних струмово-плазмових структур, що самоорганізуються і їх вплив на характеристики випромінювання.

Перераховані вище завдання вимагають розробки вимірювальної апаратури з характеристиками, що дозволяють з необхідною точністю,

часовою та просторовою деталізацією досліджувати необхідні параметри плазових процесів. Сьогодні неможливо уявити фізику плазми без широкого асортименту засобів вимірювання і контролю її параметрів [58]. При цьому важливою вимогою, яка пред'являється до вимірювальних методик, є відсутність контакту з плазмою, в іншому випадку можливе внесення непотрібних збурень. У зв'язку з цим безконтактні оптичні методи є найкращими в плазових дослідженнях.

Слід зазначити, що до недавнього часу оптична спектроскопія практично не використовувалася для аналізу формування області фокуса в ПФ. Лише останнім часом, завдяки інтенсивному розвитку спектральної діагностики і при досягненні досить високих показників просторового і часового розділення сучасних спектральних приладів, стало можливим дослідження подібного роду швидкоплинних плазових процесів. У дослідженнях, які проводилися на магнітоплазових компресорах, навпаки, оптична спектроскопія широко використовувалася, в тому числі і в вищезазначених колективах білоруських і сербських вчених [41, 59-61].

Спектральна діагностика в цілому володіє такими важливими перевагами як універсальність, безконтактність, найбільша інформативність. Зареєструвавши спектр випромінювання плазми, можна провести діагностику, застосовуючи при необхідності адекватні методи аналізу даних [62]. Отримана інформація буде досить надійною і повною, якщо базова модель вибрана вдало, в розпорядженні є необхідний набір даних, а процедура експерименту оптимальна. Таким чином, універсальність слід розуміти в тому сенсі, що для діагностики будь-якої плазми існують або можуть бути розроблені адекватні спектроскопічні методи.

Методи діагностики по спектрах емісії відносять до категорії пасивних. Але діагностику можна проводити також і за спектрами поглинання і розсіювання, що збуджуються шляхом просвічування плазми будь-яким зовнішнім джерелом випромінювання (найчастіше лазером). Такі методи відносяться до категорії активних. І ті, і інші є безконтактними. Масштаб

відстаней від досліджуваної плазми до спектрівимірювальної системи в різних завданнях варіюється від лабораторного до астрономічного. Пасивні методи мають перевагу – вони абсолютно не збурюють плазму, що досліджується. Навпаки, в активних методах потужність просвічуючих джерел забезпечує додаткову прокачку енергії і тому завжди доводиться співставляти її з густиною енергії в існуючій плазмі.

Головною перевагою пасивних методів є те, що вони дають обширну пряму інформацію про конкретну кінетику плазми і процеси, які в ній протікають і визначають її властивості. До них можна віднести і радіаційні процеси, і ті, що відбуваються за рахунок зіткнень, і різноманітні плазмохімічні, також взаємодія із стінкою, і процеси переносу. Дана інформація становить основну долю в повному потоці інформації, яку взагалі здатні давати спектроскопічні методи діагностики. Вони дозволяють отримати практично будь-яку іншу інформацію про плазму, що можливо одержати іншими методами діагностики. Особливу цінність оптична спектроскопія набула в даний час, коли у використання надійшло обладнання нового покоління, яке забезпечує високу спектральну роздільну здатність, а також дає можливість досліджувати швидкоплинні процеси з високою часовою роздільною здатністю. Все це робить спектроскопічні методи діагностики плазми найбільш інформативними.

Основні труднощі спектральної діагностики відносяться до методологічних аспектів, особливо, до забезпечення повноти і адекватності інтерпретації експериментальних результатів.

Підводячи підсумок, необхідно відзначити, що за багато років досліджень газорозрядних систем з коаксіальними електродами, такими як магнітоплазмові компресори, плазмові прискорювачі і фокуси, було показано, що поблизу виходу МПК формується стійка зона компресії, виконані теоретичні та експериментальні дослідження течії плазми в каналах МПК різних конструкцій. Однак питання про розподіл електромагнітних сил в плазмовому потоці, їх вплив на формування області компресії і взаємозв'язок

з іншими параметрами плазмового потоку, такими як густина, температура і швидкість до сих пір залишаються відкритими і становлять інтерес для фундаментальних досліджень. Не було проведено систематичних досліджень процесів генерації щільних плазмових потоків при роботі на газах з різними масами і їх сумішах в залежності від особливостей газового напуску (початкової концентрації газу, масових витрат і т.д.), не вивчені особливості формування зони компресії при різних початкових умовах.

Таким чином, були необхідні системний підхід і комплексні дослідження потоків щільної замагніченій плазми і умов, що визначають максимальну компресію при роботі з різними газами і початковими умовами.

Дана дисертаційна робота присвячена комплексним експериментальним дослідженням динаміки компресійних плазмових потоків і особливостям формування зони стиснення в магнітоплазмовому компресорі і плазмових фокусах, а також фізичних процесів в приповерхневій плазмі при взаємодії високоенергетичних плазмових потоків з матеріалами.

РОЗДІЛ 2

ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ УСТАНОВОК І МЕТОДІВ ДІАГНОСТИКИ

2.1 Експериментальні стенди для генерації потоків щільної замагніченої плазми

Дослідження формування та динаміки компресійних потоків плазми при роботі на різних газах проводилися на установці магнітоплазмовий компресор МПК, а експерименти по взаємодії плазмових потоків з матеріалами здійснювалися на плазмових фокусах PF MAJA-60, PF-360, DPF-1000 та стержневому плазмовому інжекторі RPI-IBIS. Отримання результатів з кількох установок, що розрізняються параметрами плазми, сприяло виявленню особливостей генерації плазмових потоків в залежності від початкових і граничних умов, що важливо для визначення фундаментальних закономірностей динаміки щільної замагніченої плазми, а також в ряді прикладних задач, які передбачають використання високоенергетичних компресійних плазмових потоків.

Зокрема, експериментальні дослідження були присвячені визначенню особливостей формування та динаміки плазмових потоків при роботі на газах з різними масами, а також їх сумішах і вивченню фізичних процесів при взаємодії високоенергетичної плазми з різними матеріалами.

Оскільки дослідження локальних плазмодинамічних утворень, типу області компресії в МПК і ПФ, а також щільних приповерхневих плазмових шарів при взаємодії потоків прискореної плазми з матеріалами вимагають застосування безконтактних методів діагностики, які не приводять до збурень в просторово-часових розподілах параметрів плазми, основним інструментом експериментальних досліджень стали методи оптичної діагностики (емісійна спектроскопія у видимому діапазоні спектра, високошвидкісна фотореєстрація).

2.1.1 Магнітоплазмовий компресор МПК

Магнітоплазмовий компресор, що здатний генерувати компресійні плазмові потоки при роботі на різних плазмоутворюючих газах, від водню до ксенону, був розроблений і сконструйований в лабораторії плазмових прискорювачів ІФП ННЦ ХФТІ в 2007 р. [6, 14, 63].

Конструктивно магнітоплазмовий компресор складається з двох коаксіальних електродів з дисковими струмопідводами, розділеними фігурним, комбінованим ізолятором (рис. 2.1). Вакуумна камера МПК циліндричної форми, діаметром 420 мм та загальною довжиною 2300 мм.

Зовнішній електрод – анод, складається з суцільної циліндричної частини діаметром 120 мм, та вихідної стержневої структури, що включає 12 мідних стержнів діаметром 10 мм та довжиною 147 мм та утворює усічену конічну поверхню. Діаметр анода на виході складає 80 мм.

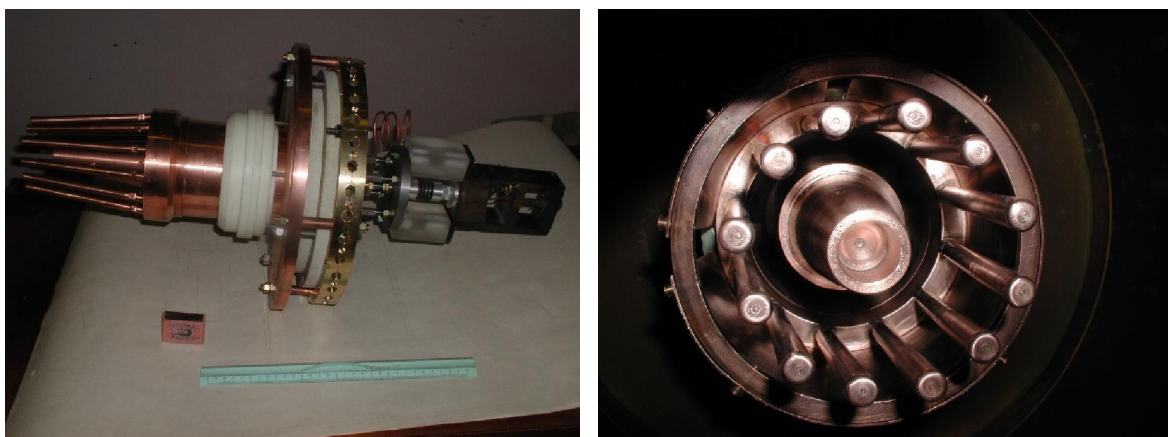


Рис. 2.1 Електродна система МПК

Внутрішній електрод МПК служить катодом та складається з циліндричної частини діаметром 60 мм і довжиною 208 мм та конічного наконечника довжиною 120 мм. Діаметр катода на виході – 30 мм.

Електродинамічний клапан у ході імпульсу розрядного стуму забезпечував подачу необхідної кількості робочого газу в міжелектродний

проміжок. Режим роботи плазмового джерела вибирався за допомогою варіювання часової затримки τ між початком напуску газу та ініціюванням основного розряду, тобто зміною об'єму газу, що напускається в вакуумну камеру. При роботі МПК з різними газами часова затримка τ змінювалась в межах від 300 до 700 мкс.

Турбомолекулярний насос ТМН-500 із швидкістю відкачки 500 л/сек, в сполученні з форвакуумним насосом НВПР-16 забезпечував граничний вакуум в робочій камері близько 10^{-6} Торр.

Параметри батареї основного розряду: $U_p = 10-20$ кВ, $C_6 = 90$ мкФ, $I_p = 550$ кА. Параметри системи живлення електродинамічного клапана $C_{кл} = 700$ мкФ, $U_{кл} = 3-5$ кВ. Детальний опис установки приведено в роботах [6, 14, 63].

Після проведення досліджень з імпульсним напуском газу при роботі на чистих газах і їх сумішах, з метою зменшення поглинання випромінювання холодною плазмою з периферії потоку і збільшення виходу ВУФ випромінювання, система напуску газу була модифікована. В даному випадку інжекція нейтрального ксенону здійснювалась безпосередньо в область компресії, через внутрішній електрод, уздовж осі потоку. При цьому вакуумна камера перед розрядом заповнювалась буферним (фоновим) газом, наприклад, гелієм, який використовувався як основний робочий газ і повністю змінювався через кілька імпульсів. Розряд розвивався в гелієвому середовищі: генерувалася плазма і утворювалася зона компресії в області зрізу електродів. При варіюванні часової затримки τ змінювалася кількість ксенону, який інjektувався в зону компресії. Дві схеми розвитку розряду що використовувалися показані на рис. 2.2.

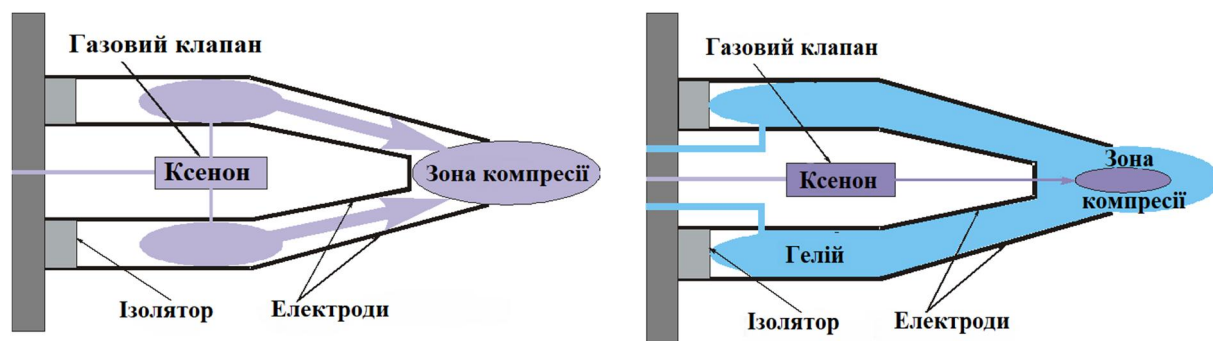


Рис. 2.2 Імпульсний напуск робочого газу в вакуумну камеру (зліва) і інжекція газу в сформовану зону компресії на буферному газі (праворуч)

Магнітоплазмовий компресор оснащений комплексом оптичної діагностики плазми для вивчення розвитку розряду і формування зони компресії. Схема оптичних вимірювань показана на рис. 2.3. Лінзи L1, L2 забезпечували перенесення зображення плазми в масштабі 1:15 та 1:10 відповідно. Переміщення оптичного дзеркала M2 дозволяло проводити вимірювання на різних відстанях від електродної системи. Також використовувалися електричні схеми для стабілізації електроживлення і здійснювалася часова синхронізація системи оптичних вимірювань з запуском імпульсного розряду МПК.

Для досліджень часової еволюції розряду, формування і динаміки зони компресії була використана високошвидкісна фотореєструюча установка (ВФУ-1). Часова прив'язка і синхронізація виконувалися за допомогою двох фотодіодів ФД-5, які встановлювалися в фокальній площині ВФУ-1. Високошвидкісне сканування зображення плазмового розряду виконувалося в режимі макрофотографування при швидкості обертання дзеркала 40000 об/хв. Відповідна експозиція (часова роздільна здатність) одного кадру становила ~ 3.5 мкс для дворядної об'єктивної вставки та ~ 1 мкс для чотирьохрядної. Спектральний діапазон випромінювання, що реєструвалося склав 3600-6000 Å. При необхідності, для ослаблення інтенсивності випромінювання використовувався нейтральний оптичний фільтр ФС-6 (спектральний діапазон 3800-4400 Å).

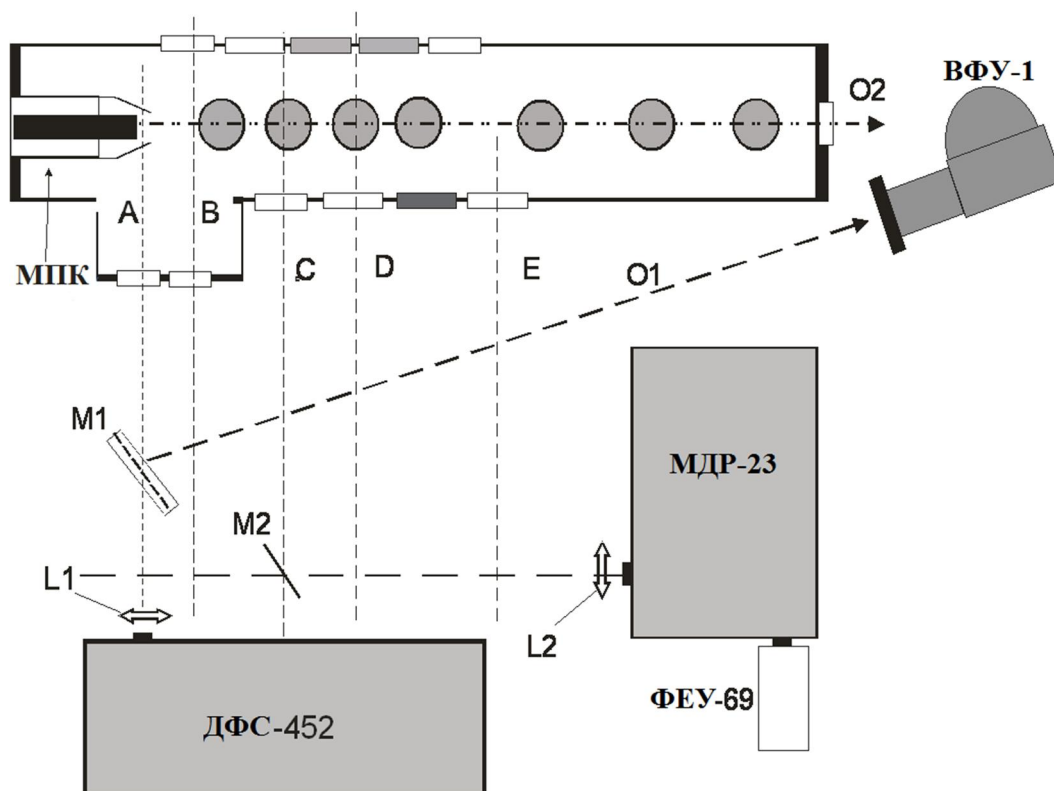


Рис. 2.3 Загальна схема розташування оптичної діагностики. L1, L2 – лінзи, M1, M2 – оптичні дзеркала. Лінії вимірювань, які відповідають різним відстаням від електродів МПК: А – 1.5 см, В – 5 см, С – 20 см, D – 40 см, Е – 80 см

Схема фотоелектричної оптичної реєстрації поведінки спектральних ліній з високою просторовою і часовою роздільністю в діапазоні довжин хвиль 2200-8000 Å була відповідним чином синхронізована з напуском газу і розрядом МПК. Схема включала монохроматор МДР-23 та фотоелектричний помножувач ФЕП-69 та забезпечувала спектральну роздільність 0.5-1 Å. Область реєстрації визначалася шириною вхідної щілини і становила ~ 5 мм, мінімальна часова експозиція ~ 0.5 мкс.

Дифракційний спектрограф ДФС-452 використовувався для реєстрації спектрів випромінювання плазми МПК в діапазоні довжин хвиль 2200-8000 Å, з дисперсією 8 Å/мм, спектральною роздільністю 0.2 Å. Область реєстрації складала ~ 2-3 мм. Інтегральні спектри реєструвалися як в зоні максимальної

компресії (по хорді спостереження), так і вздовж течії плазмового потоку (осі z) в різних режимах роботи МПК.

2.1.2 Плазмовий фокус МАЖА - 60

Експериментальні дослідження на RF МАЖА-60 (рис. 2.4), який знаходиться в Національному Центрі Ядерних Досліджень (NCBJ, Польща), в основному були орієнтовані на вивчення емісії рентгенівського випромінювання, швидких електронів, високоенергетичних іонів й нейтронів [64-66]. Дослідження включали аналіз динаміки і параметрів плазмових потоків, що може забезпечити емісійна спектроскопія з необхідною часовою роздільністю [67].

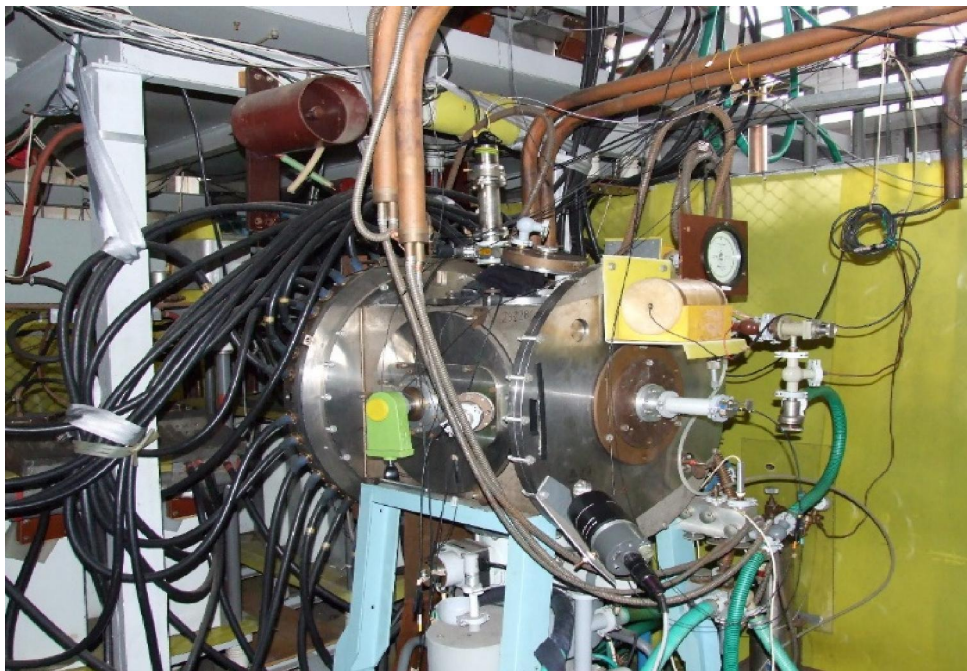


Рис. 2.4 Загальний вид плазмового фокуса МАЖА-60

Електродна система плазмового фокуса представлена коаксіальними електродами, зовнішнього катоду, діаметром 130 мм, який складається з 16 мідних стержнів по 8 мм в діаметрі кожен. Внутрішній електрод – анод, являє

собою мідну трубу діаметром 70 мм, з вихідним отвором, закритим мідною пластиною з невеликим конічним отвором в центрі. У ряді експериментів мідна пластина змінювалась на мідно-вольфрамову (рис. 2.5). Довжина електродів складала 300 мм. Живлення розряду здійснювалося за допомогою конденсаторної батареї, яка забезпечувала енергію в розряді до 45 кДж (розрядна напруга до 35 кВ), максимальний розрядний струм близько 500 кА. Початковий тиск робочого газу дейтерію складав 1.3 Торр.



Рис. 2.5 Мідно-вольфрамова пластина, що розташовується всередині центрального електроду

Випромінювання в діапазоні 3000-11000 Å реєструвалось через світловодний кабель та оптичний коліматор з використанням спектрометра Mechelle®900 [68], який був поєднаний з CCD-камерою. Обробка отриманих спектрів здійснювалася за допомогою спеціального програмного забезпечення GRAMS/32 [69]. Час експозиції і затримки змінювався від імпульсу до імпульсу для проведення часових вимірювань.

2.1.3 Плазмовий фокус PF-360

На установці PF-360 (NCBJ, Польща) (рис. 2.6) проводились дослідження динаміки розрядів плазмового фокуса і взаємодії щільних плазмових потоків з різними матеріалами.

PF-360 оснащений коаксіальними мідними електродами мейзерівського типу, живлення плазмових розрядів здійснювалося від конденсаторів з номінальною енергією близько 360 кДж [70, 71]. Діаметр внутрішнього та зовнішнього електродів складає 120 мм та 170 мм відповідно, а їх довжина – 300 мм. Основи електродів розділяє керамічний ізолятор довжиною 80 мм.

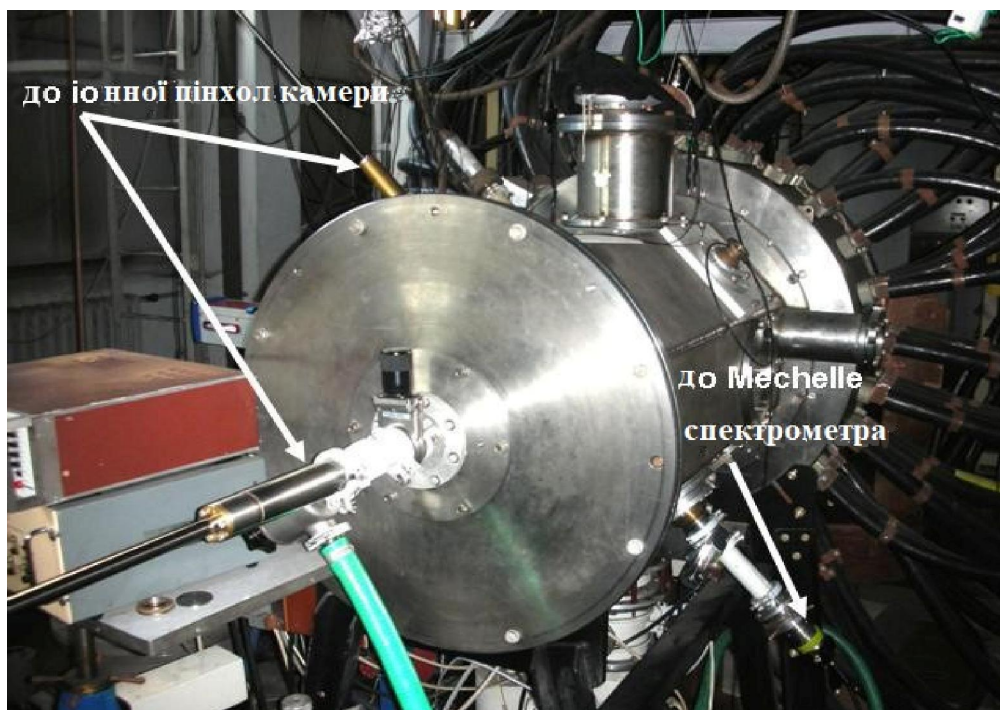


Рис. 2.6 Загальний вид плазмового фокуса PF-360

Вакуумна камера установки заповнювалася дейтерієм, початковий тиск якого становив $P_0 = 4.5$ Торр, розрядна напруга $U_p = 30$ кВ, енергія в розряді $W_p = 105$ кДж, струм розряду склав $I_p = 1.5$ МА. Інтенсивне випромінювання з імпульсного потоку плазми в основному відбувається під час характерної особливості на струмі (DIP-точка), що відповідає максимальному стисненню плазмового потоку, приблизно на 5 мкс після ініціювання розряду. Спектральні вимірювання проводилися уздовж лінії перпендикулярній осі потоку на відстані 30 см від зрізу електродів.

2.1.4 Стержневий плазмовий інжектор RPI-IBIS

Стержневий інжектор IBIS (NCBJ, Польща) використовувався для проведення експериментів із взаємодії потужних плазмових потоків із зразками різних матеріалів, зокрема, вольфрамом і CFC (вуглець-вуглецеві композити), як перспективними матеріалами установок керованого термоядерного синтезу.

Плазмовий інжектор обладнаний двома коаксіальними стержневими електродами довжиною 20 см. Діаметр електродів склав 9 см та 13 см, кожний з яких має 32 тонких молібденових (Mo) стержнів, орієнтованих паралельно осі z (рис. 2.7).

Робочий газ (дейтерій) інжектуювався в міжелектродний простір за допомогою електромагнітного клапана. Параметри батареї основного розряду склали $U_p = 30$ кВ, $I_p = 500$ кА, $W_p = 33$ кДж [72].

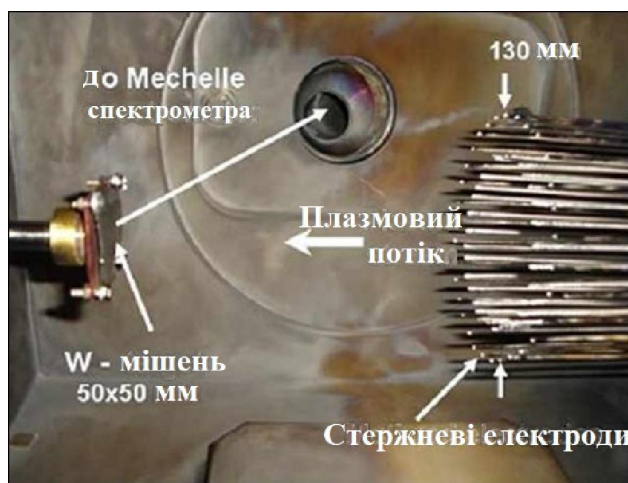


Рис. 2.7 Стержневі електроди плазмового інжектора RPI-IBIS та вольфрамова мішень, розташовані у вакуумній камері

Спектроскопічні вимірювання проводилися в плазмовому потоці за зрізом електродів інжектора. Робочі режими інжектора вибиралися зміною часу затримки (τ) між запуском газового клапана і подачею високої напруги в

розряд, тим самим змінювався просторовий розподіл робочого газу, що напускався в вакуумну камеру. Час затримки варіювався від 125 до 170 мкс.

Сигнали розрядного струму, напруги на електродах RPI-IBIS та маркер синхронізації з оптичним спектрометром представлені на рис. 2.8.

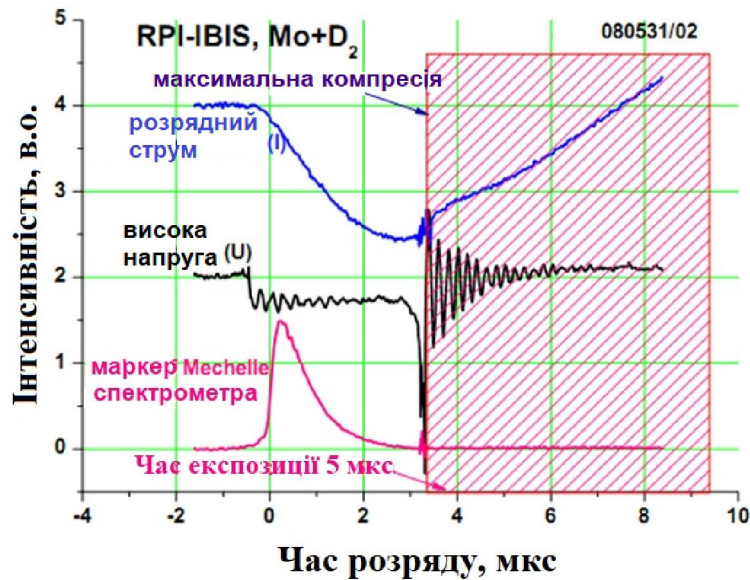


Рис. 2.8 Типові сигнали струму, напруги та маркер синхронізації з оптичним спектрометром

2.1.5 Мегаджоульний плазмовий фокус DPF-1000

Електродна система плазмового фокуса DPF-1000 складається з двох коаксіальних електродів довжиною 460 мм. Зовнішній електрод діаметром 400 мм складається з дванадцяти сталевих стержнів, діаметр кожного 80 мм, які симетрично розташовані навколо осі [73]. Внутрішній електрод має форму мідної трубки 230 мм у діаметрі. У торці електрода була поміщена пластина з аксіальним отвором 50 мм в діаметрі, в якому розташовувався швидкодіючий газовий клапан.

Під час експериментів, вакуумна камера наповнювалася чистим дейтерієм з тиском в діапазоні $P_0 = 0.9-1.8$ Торр. Деякі розряди проводилися без додаткового напуску газу, а у випадках, коли він застосовувався - близько

1 см³ дейтерію під тиском 2 атм. інжектувалося вздовж осі за 1.5 чи 2 мс до ініціювання розряду. Однак, слід зазначити, що спрацювання газового клапана в обраний момент не викликало миттєву інжекцію усієї кількості газу (близько 10²⁰ атомів дейтерію). Газовий клапан залишався відкритим, принаймні, протягом декількох мілісекунд, а газ, що протікав, формував потік уздовж осі з практично протягом всього розряду тривалістю кілька мікросекунд [74]. В даному режимі роботи газ, що напускається, не «розчиняється» в фоновому газі, яким заповнена розрядна камера, а формує газову мішень для струмового шару, що стискається на осі.

Живлення розряду проводилося від конденсаторної батареї, що заряджається до $U_p = 23\text{--}27$ кВ, що відповідає $W_p = 352$ кДж; максимальна величина струму досягала 1.8 МА приблизно на 5 мкс.

Для дослідження плазмо-іонних потоків, що генеруються, реєструвалися оптичні емісійні спектри у видимому діапазоні випромінювання уздовж лінії спостереження майже перпендикулярній до осі, на відстані 6-9 см від кінців електродів. Схема експерименту представлена на рис. 2.9.

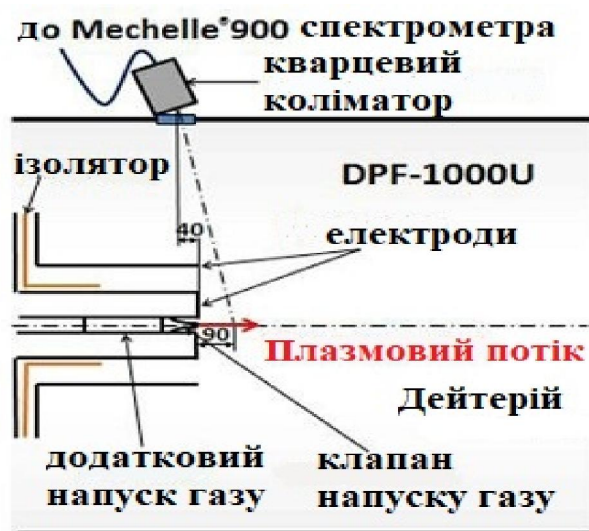


Рис. 2.9 Схема установки DPF-1000 та експериментального обладнання для вимірювань за допомогою оптичної емісійної спектроскопії

2.2 Методи діагностики та діагностична апаратура

2.2.1 Спектроскопічна методика (методика спектральних вимірювань)

У кожному випадку, перш ніж визначати температуру і густину частинок в потоках щільної замагніченої плазми, необхідний детальний аналіз застосування тієї чи іншої моделі (локального термодинамічної рівноваги (ЛТР), корональної і т. д.) і рівнянь, що пов'язують параметри плазми, що визначаються (температуру, густину і т. д.) з величинами, що вимірюються (інтенсивністю ліній або континуума, шириною чи здвигом ліній і т. п.). Наприклад, при наявності ЛТР в плазмі визначення параметрів плазми базується на наступних допущеннях:

а) больцманівського розподілу часток по дискретним рівням (інтенсивності спектральних ліній або смуг або безперервного випромінювання при вільно-зв'язаних переходах);

б) максвеловського розподілу частинок по швидкостям (інтенсивність континуума при вільно-вільних переходах або уширення ліній завдяки доплерівському ефекту);

в) рівняння Саха (інтенсивність ліній іонів різної кратності, штарківське уширення ліній, що залежить від концентрації заряджених частинок).

З огляду на складності методики вимірювань, апаратури і подальшого аналізу оптичних спектрів – спектральні методи, особливо локальні і з роздільною здатністю в часі, мало поширені в плазмових дослідженнях в Україні, однак широко використовуються в світі. Дані особливості діагностики визначають цінність і трудомісткість отримання вимірювань безконтактними методами, що вимагає певної експериментальної майстерності, а також ускладнюють отримання просторово-часової картини розподілу параметрів плазми.

2.2.1.1 Методи визначення густини плазми

За умови обґрунтованого вибору спектральних ліній метод вимірювання концентрації електронів N_e по штарківському уширенню забезпечує великий діапазон вимірювань аж до $N_e = 10^{24} \text{ см}^{-3}$ [75]. Вибір ліній має велике значення для виявлення області умов, при яких штарківське уширення не маскується іншими механізмами, виконується умова малої оптичної товщини, а область проведення вимірювань дозволяє вважати її однорідною. Невиконання цих умов не робить вимірювання густини неможливими, проте значно ускладнює обробку і інтерпретацію експериментальних даних [76].

Густина заряджених частинок в даному методі визначається при зіставленні вимірних контурів ліній і розрахованих. У загальному випадку слід брати до уваги як ударний, так і статистичний механізми уширення контурів спектральних ліній. Але і в тому, і в іншому випадках збурення енергетичної структури випромінювача виявляється як ефект Штарка.

Характер зв'язку напруженості електричного поля в плазмі з величиною частотного здвигу лінії, що створюється ним, визначається атомною структурою випромінюючої частинки. Тут розділяються випадки лінійного і квадратичного ефекту Штарка.

Теорія розширення ліній для атомів, що зазнають лінійного ефекту Штарка, (здвиг і розщеплення енергетичних рівнів, лінійно залежать від напруженості електричного поля, в якому знаходиться атом) - це найбільш розроблена і багаторазово перевірена експериментально частина теорії формування контурів спектральних ліній тонкого шару [77-80]. Таблиці [81] і графіки [79] профілей ліній водню та іонізованого гелію, приведені для різних концентрацій заряджених частинок і температур. Таким чином, у випадку, якщо контур тонкого шару безпосередньо доступний спостереженню, діагностика може бути виконана шляхом прямого сполучення експериментального і розрахованого профілів. Для оцінки очікуваної штарківської ширини водневих ліній можна користуватися наближеною

формулою [79]: $\delta\omega = 12.5 (n^2 - n_1^2) N_i^{2/3}$, де N_i - в см^{-3} – густина іонів; n , n_1 - головні квантові числа верхнього і нижнього рівнів для даної лінії. Умови застосування методики обмежені знизу значеннями N_i , при яких штарківське розщеплення ліній менше тонкого розщеплення (при цих концентраціях лінійний ефект Штарка переходить у квадратичний). Верхня межа застосування моделі обмежується значеннями N_i , при яких штарківське розщеплення більше відстані між рівнями з різними n . Реально це область плазмових концентрацій 10^{14} - 10^{19} см^{-3} і температур $5 \cdot 10^3$ - $4 \cdot 10^4 \text{ К}$. Допплерівським уширенням у цих умовах, як правило, можна знехтувати.

У практичній же спектроскопії часто досить знати коефіцієнти, що зв'язують повну напівширину лінії $\Delta\lambda_{1/2}$ з густиною при відомій температурі:

$$N = C(N, T_e) \cdot (\Delta\lambda_{1/2})^{3/2} \quad (2.1)$$

Коефіцієнти $C(N, T_e)$ для різних ліній можна знайти в [80]. Відзначимо дуже слабку залежність цих коефіцієнтів від T_e (та від N також), так що при обробці спектральних даних досить лише грубих оцінок температури. Реально досяжна точність при використанні даної методики з урахуванням різних джерел помилок у нашому випадку становила $\sim (5 - 15) \%$ [82].

Теорія квадратичного штарківського уширення також розроблена достатньо повно [78-81]. Центральна частина контуру розраховується в ударному наближенні. Вона формується, в основному, через зіткнення з електронами, які викликають як адіабатичне зміщення атомних рівнів, так і переходи між ними.

Вимірювання параметрів контурів дозволяє визначати густину плазми, якщо відомі розраховані параметри уширення: ударне електронне уширення і квазістатичне іонне уширення. На відміну від лінійного ефекту електронний механізм уширення домінує майже у всіх випадках, що представляють інтерес з точки зору діагностики плазми. Відповідні розрахунки проведені для великого числа спектральних ліній в основному легких елементів [80]. Для

довільних густин і температур напівширини можна отримати з даних за формулою [83]:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2 \cdot \left[1 + 1.75 \cdot 10^{-4} N_e^{1/4} \alpha \left(1 - 0.068 \cdot N_e^{1/6} T^{-1/2} \right) \right] \cdot 10^{-16} \omega N_e, \quad (2.2)$$

– де ω , α – параметри електронного та іонного уширення [77, 80].

З огляду на порівняно невисоку точність теоретичних розрахунків (в кращому випадку $\sim 30\%$), а також необхідність врахування інших механізмів уширення (Доплер-ефекту, зеєманівського розщеплення, самопоглинання), має сенс проводити вимірювання для великого числа ліній з наступним усередненням отриманих величин.

В дисертаційній роботі для визначення густини плазми, в основному, використовувалися спектральні лінії робочих газів. Застосування методики та деталі розрахунків електронної густини для плазми різних сортів іонів будуть представлені по ходу опису експериментів і аналізу експериментальних результатів.

2.2.1.2 Методи визначення температури плазми

Серед існуючих методів визначення температури оптично тонкої однорідної ЛТР-плазми [80, 83-85], одним з основних і досить надійних в лабораторній практиці є метод, заснований на вимірюванні відносних інтенсивностей спектральних ліній:

$$kT = \frac{E_1 - E_2}{\ln(I_2 \lambda_2^3 g_1 f_1 / I_1 \lambda_1^3 g_2 f_2)} \quad (2.3)$$

де I – повна інтенсивність лінії, E – енергія збудження рівня, λ – довжина хвилі, g – статистична вага, f – сила осцилятора при поглинанні, а величини з індексом 1 та 2 відносяться до ліній більш високого та низького іонізаційного стану відповідно. Точність температури тим вище, чим більше різниця енергій

верхніх рівнів двох ліній. Підвищення точності можна досягти, використовуючи рівні, що належать іонам різної кратності одного і того ж елемента. Однак у формулі для відношення інтенсивностей з'явиться додатково густина електронів, яку треба обчислювати за рівнянням Саха як функцію температури:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{f_1 g_1 \lambda_2^3}{f_2 g_2 \lambda_1^3} \left(4\pi^{3/2} a_0^3 N_e \right)^{-1} \left(\frac{kT}{E_H} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_1 + E_\infty - E_2 - \Delta E_\infty}{kT} \right) \quad (2.4)$$

де ΔE_∞ - пониження енергії іонізації E_∞ для більш низького стану іонізації, E_H – константа Рідберга, a_0 – Боровський радіус.

Отже, при відомій густини електронів, температуру можна визначити з більшою точністю, знаючи повні інтенсивності спектральних ліній, якщо різниця енергій E_1 і E_2 велика. Цю умову вдається виконати при використанні рівнів, що належать іонам різної кратності.

Точність вимірювання електронної температури даним методом досить висока. Експериментальні помилки у визначенні інтенсивностей ліній і електронної густини зазвичай не перевищують 10%, відповідно і похибка у визначенні T_e буде $\sim 10\%$. Для вимірювання максимальних значень температур, що досягаються в плазмі, необхідно використовувати лінії іонів найвищої кратності, зареєстрованих в спектрі випромінювання.

2.2.2 Діагностична апаратура

Дифракційний спектрограф ДФС-452 використовувався для реєстрації інтегральних спектрів випромінювання плазми. Основні оптичні характеристики спектрографа наступні:

- спектральний діапазон 190 - 1100 нм;
- фокусна відстань – 1000 мм;
- ефективний відносний отвір – 1:20;

- дифракційна решітка – 1200 штр/мм;
- спектральна роздільна здатність – в першому порядку 0.8 - 0.63 нм/мм, у другому порядку 0.5 - 0.2 нм/мм;
- діапазон розкриття щілини 0 - 0.4 мм.

Фотореєстрація розвитку плазмового розряду у часі проводилася за допомогою високошвидкісної фотореєструючої установки ВФУ-1. Сканування зображення реалізовувалося обертанням дзеркала за допомогою електродвигуна зі швидкістю від 5000 до 75000 обертів за хвилину. Для реєстрації зображення використовувалася перфорована фотографічна плівка шириною 35 мм.

Експерименти на ВФУ-1 проводились в режимі макрокадрування. Основні технічні характеристики для різних оптичних вставок представлені в таб.1.

Таблиця 1

Оптична вставка	ефективна фокусна відстань, мм	ефективний відносний отвір	розмір кадру, мм	кількість кадрів
світлосильна	69.5	1 : 9.4	Ø10	49
дворядна	64.6	1 : 14	Ø10	60
чотирьохрядна	54.5	1 : 32	Ø5	240

Монохроматор МДР-23 (асиметрична оптична схема Фасті) застосовувався для часового аналізу окремого спектрального діапазону плазмового випромінювання. Основні оптичні характеристики МДР-23 такі:

- робочий спектральний діапазон – 350 - 1000 нм;
- фокусна відстань – 600 мм;
- ефективний відносний отвір – 1:6;
- дифракційна решітка – 1200 штр/мм;
- спектральна роздільна здатність – 1.3 нм/мм;
- діапазон розкриття щілини – 0 - 2.2 мм.

Електронно-оптичні перетворювачі (ЕОП), забезпечують досить високу часову роздільну здатність (мінімальний час експозиції може становити менше 1 мкс) і високе посилення по світлу (до 50000 раз), використовувалися для реєстрації часових характеристик випромінювання в плазмі. Швидкодіючі ЕОПи дозволяють отримувати окремі кадри досліджуваного процесу в задані моменти часу за допомогою цифрового фотоапарата. Однак при такому способі реєстрації для дослідження всього процесу необхідне проведення серії зйомок. Дана методика використовувалася при реєстрації спектрів тим чи іншим спектральним приладом.

За допомогою мікрофотометра ІФО-451 проводилися вимірювання відносних оптичних густин спектральних ліній. Технічні характеристики даного приладу наступні:

- діапазон вимірювання оптичних густин – $(0 - 2.5) \pm 0.02$;
- величина збільшення зображення – до $\times 20$;
- шкала сканування зображення – від 1:1 до 300:1;
- детектор світла – фотопомножувач ФЕП-17А.

Всі спектроскопічні дослідження взаємодії плазми з різними мішенями, які проводилися на польських установках (PF MAJA-60, PF-360, DPF-1000 та RPI-IBIS) здійснювалися за допомогою оптичного спектрометра MECHELLE®900. Спектрометр використовувався для реєстрації спектрів в широкому діапазоні довжин хвиль від 200 до 1100 нм. При дослідженні часової поведінки і інтенсивності емісії спектрів проводилася серія вимірювань, в ході якої змінювався час затримки запуску спектрометра в межах (0-10 мс) відносно початку розряду. Тривалість експозиції могла варіюватися в діапазоні від 100 до 50 мс. Апаратне уширення спектрометра склало $\sim 5 \text{ \AA}$. CCD-камера, що охолоджувалась використовувалася для реєстрації спектрів випромінювання, а програмне забезпечення GRAMS32 V.6.0 для подальшої обробки контурів спектральних ліній.

Певна частина дисертаційної роботи була присвячена монтуванню ВУФ спектрографа з власною вакуумною системою відкачки для реєстрації

випромінювання плазми в діапазоні УФ і ВУФ на установці МПК. На рис. 2.10 зображено спектрограф з вакуумною системою, який під'єднаний до вакуумної камери.

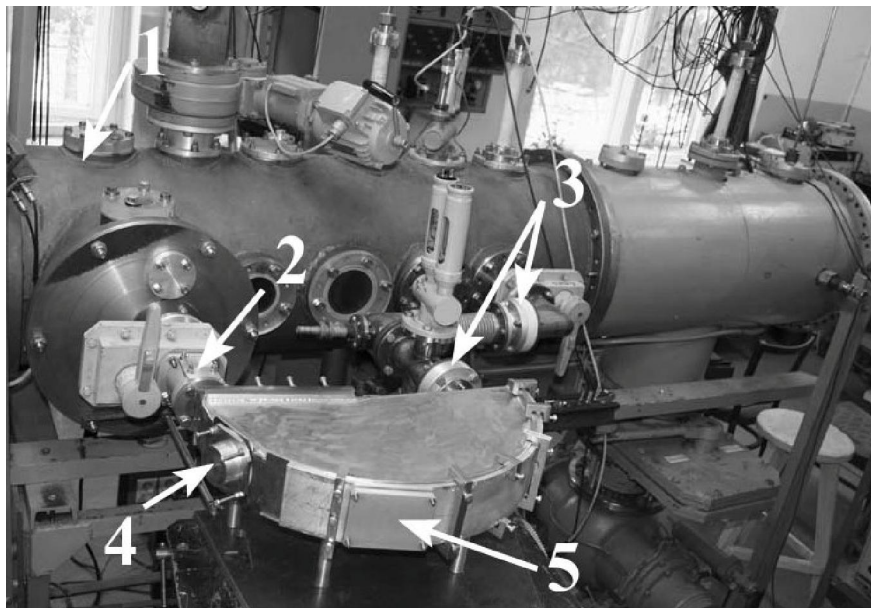


Рис. 2.10 Схема з'єднання спектрографа з робочою камерою.

1 - УФ, ВУФ, рентгенівське джерело, 2 - клапан та вхідна щілина, 3 - вакуумний трубопровід до турбомолекулярного насосу, 4 - тримач кристала / решітки, 5 - тримач детектора (МКП, плівка)

Спектрограф було сконструйовано у Курчатовському Інституті (Москва, Росія) спеціально для плазмодинамічних завдань і діагностики високоенергетичної плазми для реєстрації рентгенівського, ультрафіолетового та вакуумного ультрафіолетового випромінювання.

Широкий спектральний діапазон забезпечувався використанням різних диспергуючих елементів - брегівські кристали або решітка, і широкого діапазону зміни кутів падіння і відбиття (9° - 75°). Залежно від параметрів решітки і геометрії експерименту, спектрограф реєструє УФ, ВУФ і видиме випромінювання, коли в схемі приладу використовується ввігнута решітка.

Для експериментів використовувалася решітка, покрита золотом (Au) з мінімальним кутом падіння 22° . Радіус кривизни решітки склав 500 мм.

Мікроканальна пластина (МКП), яка використовувалася в якості детектора і була розташована на колі Роланда з радіусом 250 мм, має комбінацію унікальних властивостей - високий коефіцієнт посилення, гарне просторове і часове розділення.

Проведено теоретичний аналіз для визначення кута дифракції (β) від решітки для різних довжин хвиль. Оптична система (рис.2.11) сконструйована таким чином, що кут падіння (α) – фіксований і складає 68° ($90^\circ - 22^\circ$). Відбитий промінь в нульовому порядку спостерігається на колі Роланда під таким же кутом. Від’ємні порядки дифракції розкладаються за годинниковою стрілкою від нульового порядку (B_0) та додатні порядки – проти годинникової стрілки і реєструється в точці B_1 . Відповідно до теорії, довжина хвилі після відбиття від решітки має відповідний кут дифракції (β_n), який можна визначити з наступного рівняння:

$$\sin\beta_n + \sin\alpha_n = Gk\lambda_n, \quad k = 0, 1 \dots n \quad (2.5)$$

β – кут дифракції, α – кут падіння, G – кількість штрихів на решітці, λ – довжина хвилі, k – порядок дифракції; при $\beta > \alpha$ порядок дифракції буде від’ємний ($k < 0$), $\beta < \alpha$ порядок – додатний ($k > 0$).

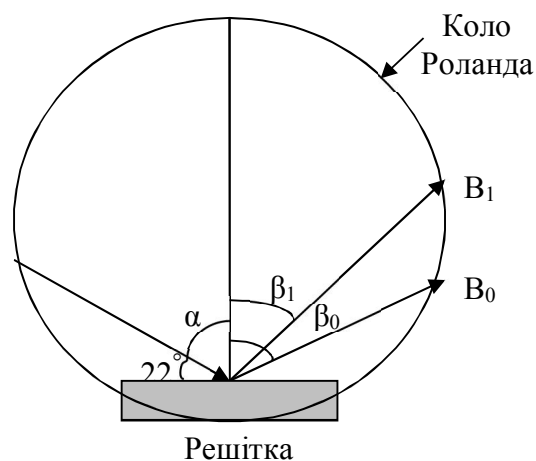


Рис. 2.11 Оптична схема що використовується для теоретичних розрахунків падаючих і відбитих кутів

Для визначення правильної позиції детектора (МКП, плівка) і ідентифікації спектра, нижче представлені результати розрахунків, отримані з використанням рівняння (2.5) для $\lambda = 13.5$ нм. Отримано, що ВУФ випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 13.5$ нм відбивається від решітки і буде спостерігатися на колі Роланда під кутом дифракції $\beta = 65.64^\circ$, який відраховується від нормалі до решітки, як прийнято в рентгенівської спектроскопії. У нашому випадку розраховані кути склали:

$$(90^\circ - \beta) = 24.36^\circ \text{ для першого порядку дифракції } (k=1)$$

$$(90^\circ - \beta) = 26.52^\circ \text{ для другого порядку дифракції } (k=2)$$

$$(90^\circ - \beta) = 28.53^\circ \text{ для третього порядку дифракції } (k=3).$$

З огляду на кут блиску (3°) для решітки, що використовувалася максимум інтенсивності випромінювання повинен спостерігатися в другому порядку дифракції ($k=2$). Таким чином, кут дифракції складає 26.52° для $\lambda = 13.5$ нм.

У вакуумній камері створювався робочий тиск 2×10^{-5} Торр, який підтримувався і в спектрометрі. Вхідна щілина спектрометра шириною 140-150 мкм, розташована на відстані 196 мм від поверхні решітки. Фокусування здійснювалася шляхом зміни цієї відстані.

РОЗДІЛ 3

ДИНАМІКА ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ В МПК З ІМПУЛЬСНИМ НАПУСКОМ ПЛАЗМОУТВОРЮЮЧИХ ГАЗІВ РІЗНОЇ МАСИ

3.1 Параметри потоків азотної плазми МПК

Експериментальні дослідження режимів роботи магнітоплазмового компресора, електротехнічних параметрів розряду і динаміки формування зони компресії були розпочаті із використання азоту в якості робочого газу. Це дало можливість тестування робочих елементів джерела і апробації різних методів діагностики в реальних умовах експериментів (включаючи наявність наведень), що вимагало певного часу. Крім того, азот представляв інтерес для плазмових технологій модифікації різних сталей. Використання азоту в МПК забезпечувало додаткову можливість порівняння результатів з аналогічними дослідженнями формування і транспортування згустків азотної плазми, наприклад, на імпульсному плазмовому прискорювачі «Просвет» в експериментах по модифікації поверхні матеріалів потужними потоками азотної плазми [86, 87], що робить можливим проведення порівняльного аналізу ефективності роботи джерела і динаміки потоків плазми при роботі з газами різної маси. Також важливим є той факт, що в технологічних джерелах плазми часто використовуються суміші газів різної маси з різними радіаційними властивостями, наприклад, гелій-ксенон для підвищення ефективності генерації та запобігання резонансного поглинання ВУФ-випромінювання з області компресії [88]. В такому випадку, при певній пропорції суміші газів, наприклад, 19% Хе и 81% Не, середня загальна маса робочої речовини буде близька до маси азоту.

Експерименти проводилися при зміні напруги конденсаторної батареї $U_c = 10-20$ кВ і її полярності, а також варіюванням часу затримки між напуском робочого газу і подачею високої напруги в діапазоні $\tau = 300-500$ мкс при інтегральному напуску газу $\Delta V = 10-50$ см⁻³.

Для визначення робочих режимів з максимальними плазовими параметрами були отримані інтенсивності випромінювання континууму (який якісно характеризує поведінку густини) при різних часових затримках. Отримані результати (рис. 3.1) показали, що максимальна інтенсивність континууму досягається при $\tau = 390$ мкс. Але, з огляду на результати всіх проведених вимірювань, в якості найбільш цікавих для детального аналізу було обрано діапазон затримок $\tau = 350$ -390 мкс.

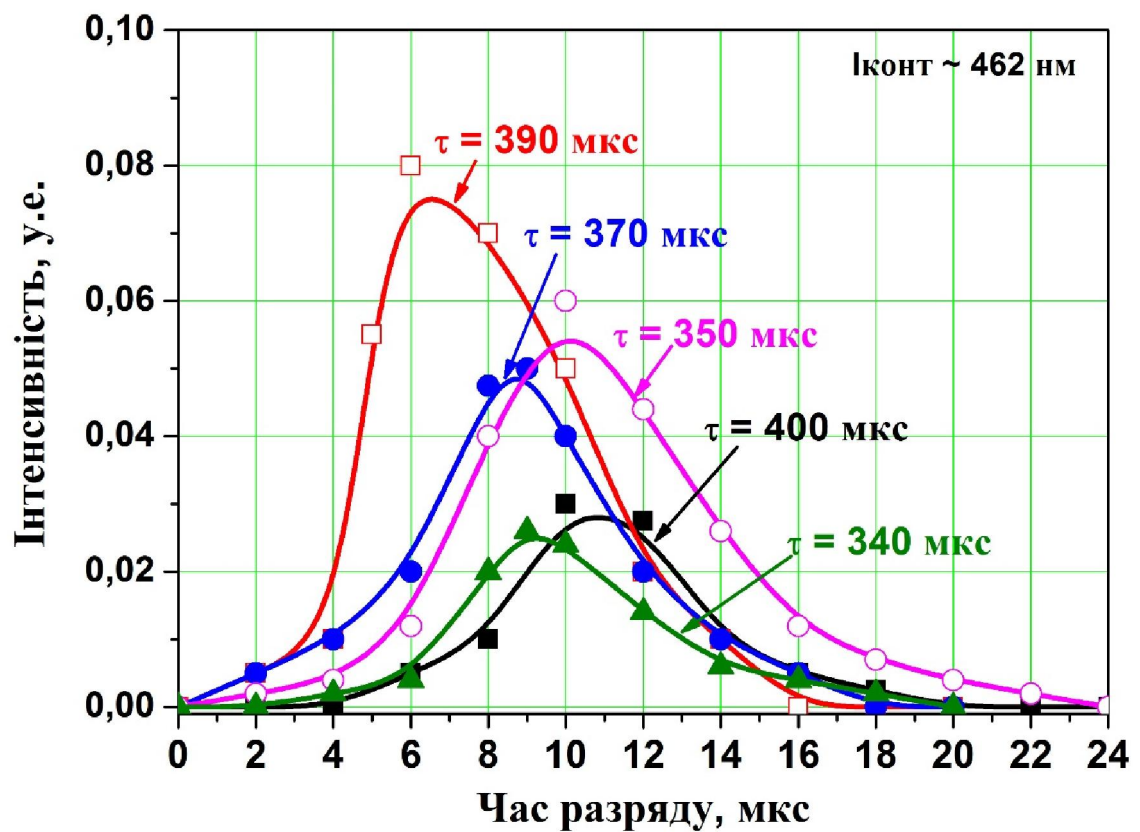


Рис. 3.1 Поведінка інтенсивності континууму під час розряду при різних часових затримках між напуском робочого газу в вакуумну камеру і подачею високої напруги

Процеси розвитку розряду, формування плазового потоку і еволюції параметрів плазми в зоні компресії досліджувалися за допомогою високошвидкісної фотореєстрації. Проводилися торцева і бічна фотозйомка.

Типові фотокадри динаміки плазмового розряду в МПК наведені на рис. 3.2 та рис. 3.3. Зображення ілюструють плазмовий розряд в обрані моменти часу, на яких видно характерна тінь від стержневих електродів МПК. Для кращої контрастності малюнки приведені в негативі.

Визначено, що область компресії плазмового потоку формується в міжелектродному просторі (між кінцями зовнішнього і внутрішнього електродів, на відстані 2-3 см від катоду). Мінімальний діаметр потоку в області стиснення був оцінений, використовуючи обидва ракурси, і становив ~ 1 см.

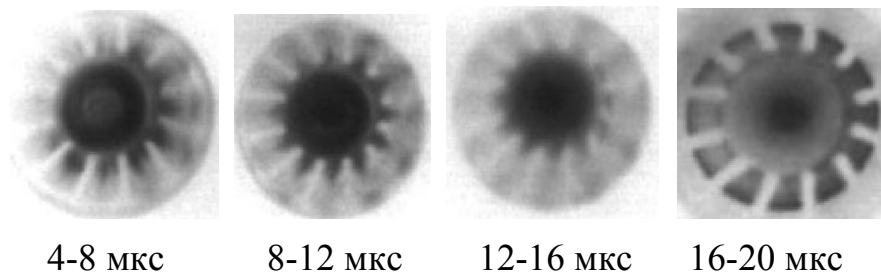


Рис. 3.2 Торцева ВФУ-грама динаміки розряду в МПК.

Режим роботи МПК: $U_p = 10$ кВ, $\tau = 300$ мкс

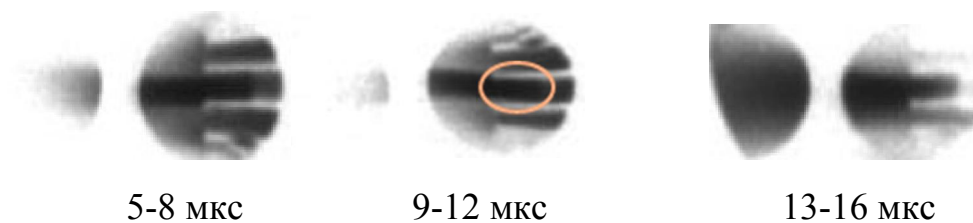


Рис. 3.3 Бокові ВФУ-грами плазми в міжелектродному просторі. Режим

роботи МПК: $U_p = 20$ кВ, $\tau = 390$ мкс

З огляду на часове розділення ~ 4 мкс в поточних експериментах, було визначено, що час формування і тривалість існування зони компресії становить не більше 4 мкс і відповідає другій частині першого напівперіоду

розрядного струму, тобто його спаду. Типові сигнали струму (1), напруги (2) і фотодіодів (3, 4) показані на рис. 3.4.

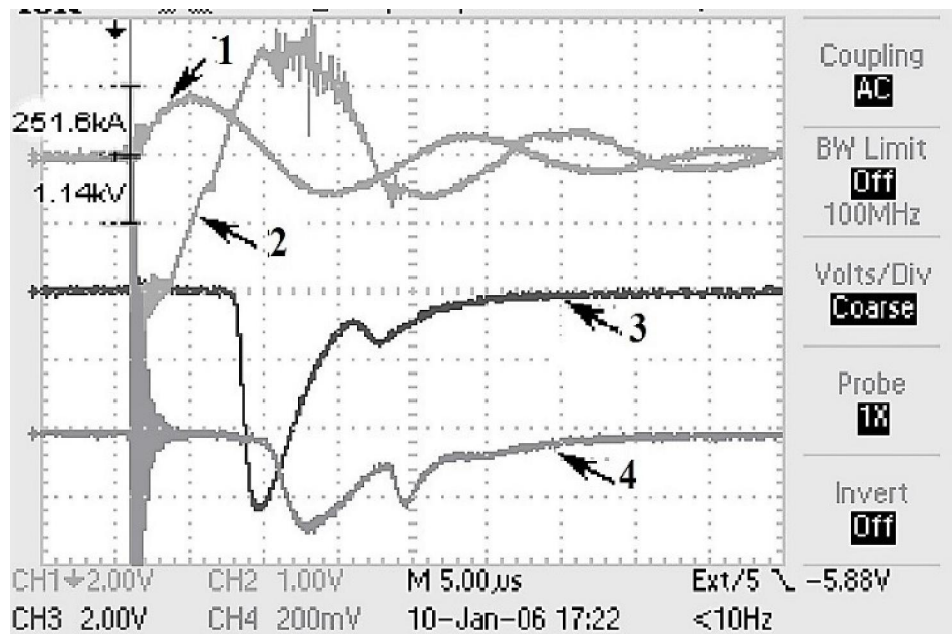


Рис. 3.4 Характерні осцилограми розрядного струму (1), напруги (2) та сигналів з фотодіодів (3, 4) при часовій затримці $\Delta t = 360$

Основні параметри плазми (електронна густина і температура) визначалися шляхом обробки інтегральних спектрів, що випромінювались із зони компресії (ось А, рис. 2.3). Були ідентифіковані найбільш інтенсивні спектральні лінії азоту і домішкових елементів (рис. 3.5), які містяться в плазмі. Поведінка інтенсивності спектральних ліній кальцію (Ca), вуглецю (C), алюмінію (Al) (елементи ізолятора МПК) вказує на збільшення ерозії ізолятора при збільшенні робочої напруги в розряді. Також були ідентифіковані спектральні лінії міді – матеріалу електродів.

Електронна густина визначалася за квадратичним Штарк-ефектом іонів спектральних ліній (N II - N V), враховуючи можливі високі значення електронної густини плазми в компресійній зоні МПК. Величини повної напівширини спектральних ліній азоту, які були ідентифіковані в отриманих спектрах, розраховувалися за допомогою програми MATHCAD.

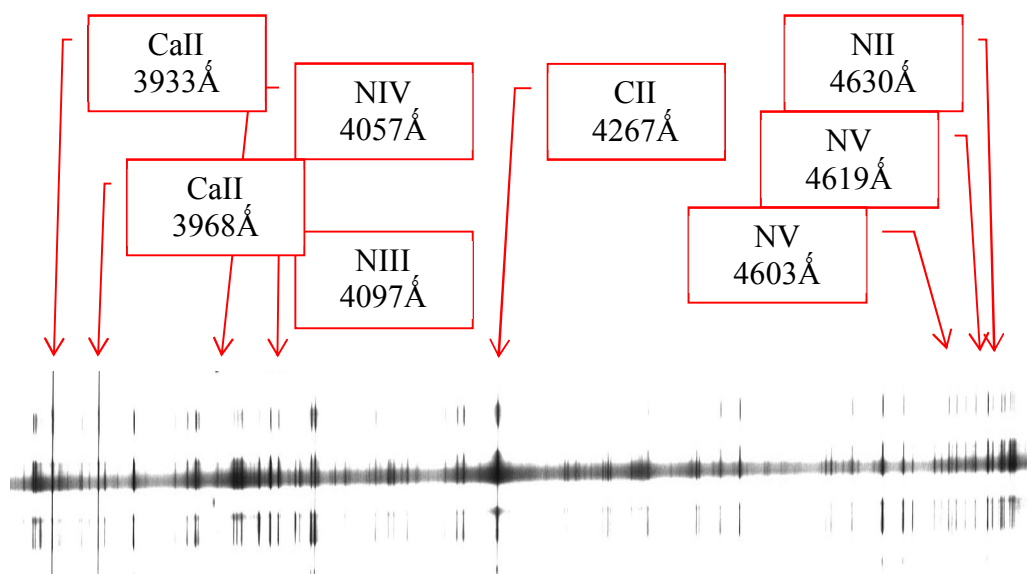
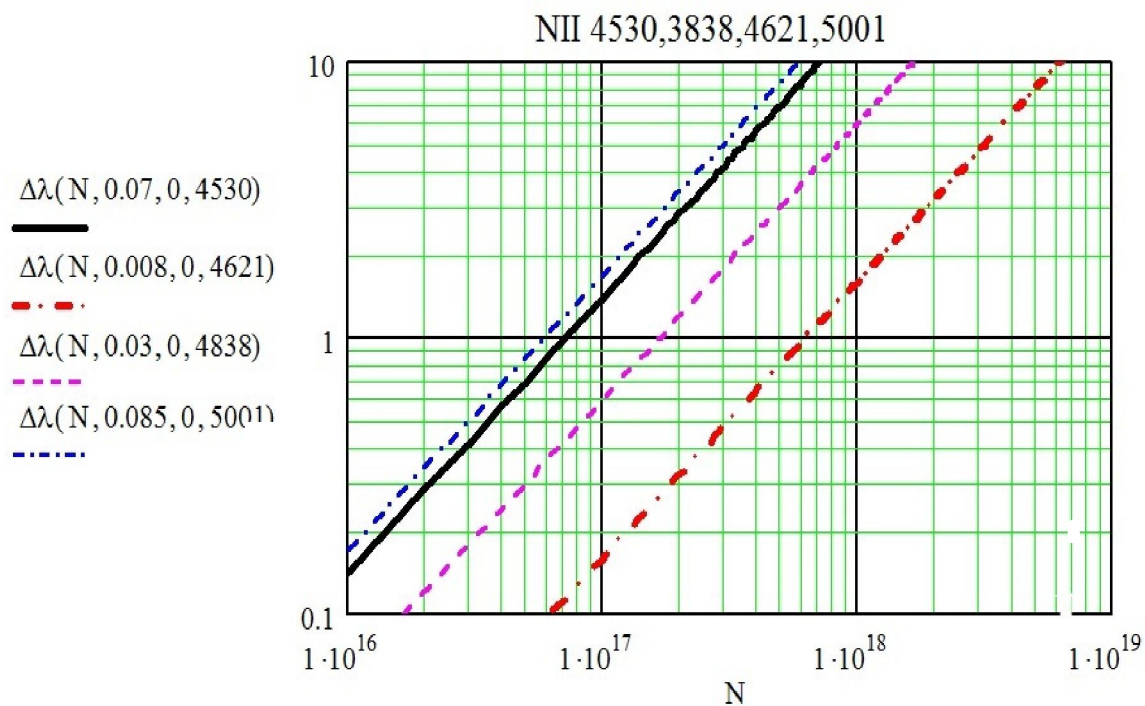


Рис. 3.5 Інтегральні спектри випромінювання азотної плазми

Відповідні штарковські константи для N II були взяті з [80], для N III – V – з [89]. Деякі приклади показані на рис. 3.6.



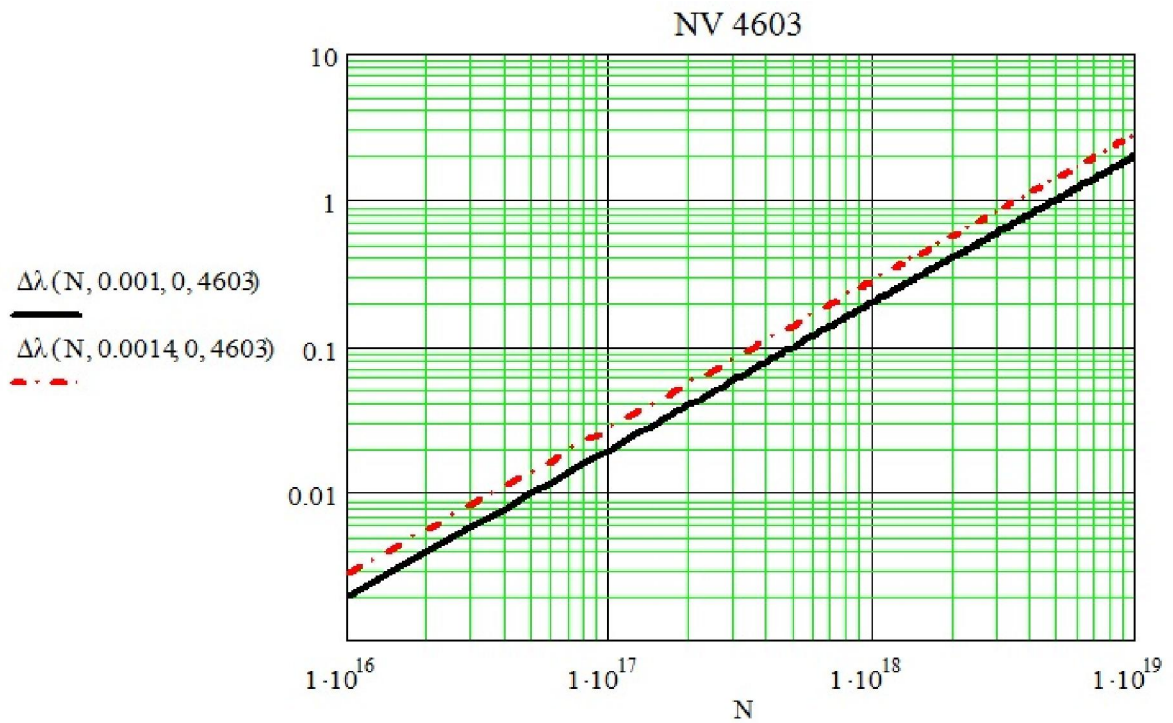


Рис. 3.6 Штарківські напівширини в Å (ось y) залежно від електронної густини плазми (ось x) для спектральних ліній азоту N II (4530, 3838, 4621, 5001 Å) та N V (4603 Å)

Для визначення електронної температури плазми [93] використовувалося відношення інтенсивностей спектральних ліній азоту, які належать до різних стадій іонізації. Деякі приклади наведені на рис. 3.7.

На основі аналізу проведених спектроскопічних вимірювань отримано, що усереднена за часом розряду величина середньохордової електронної густини в зоні компресії досягає $0.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, оцінена по лініям N II та $(0.5-2) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ по N V. Різниця отриманих значень пояснюється тим, що більш високі рівні іонізації ліній випромінювання відповідають приосьовим щільнішим областям плазмового потоку, в той час як іони N II випромінюють, в основному, з периферії.

З тієї ж причини електронна температура, яка була виміряна із співвідношень інтенсивностей ліній азоту і досягала $T_e = 3.3-3.7 \text{ eV}$ розрахована по лініям N III / N II, $T_e = 5-5.5 \text{ eV}$ по лініям N IV / N III.

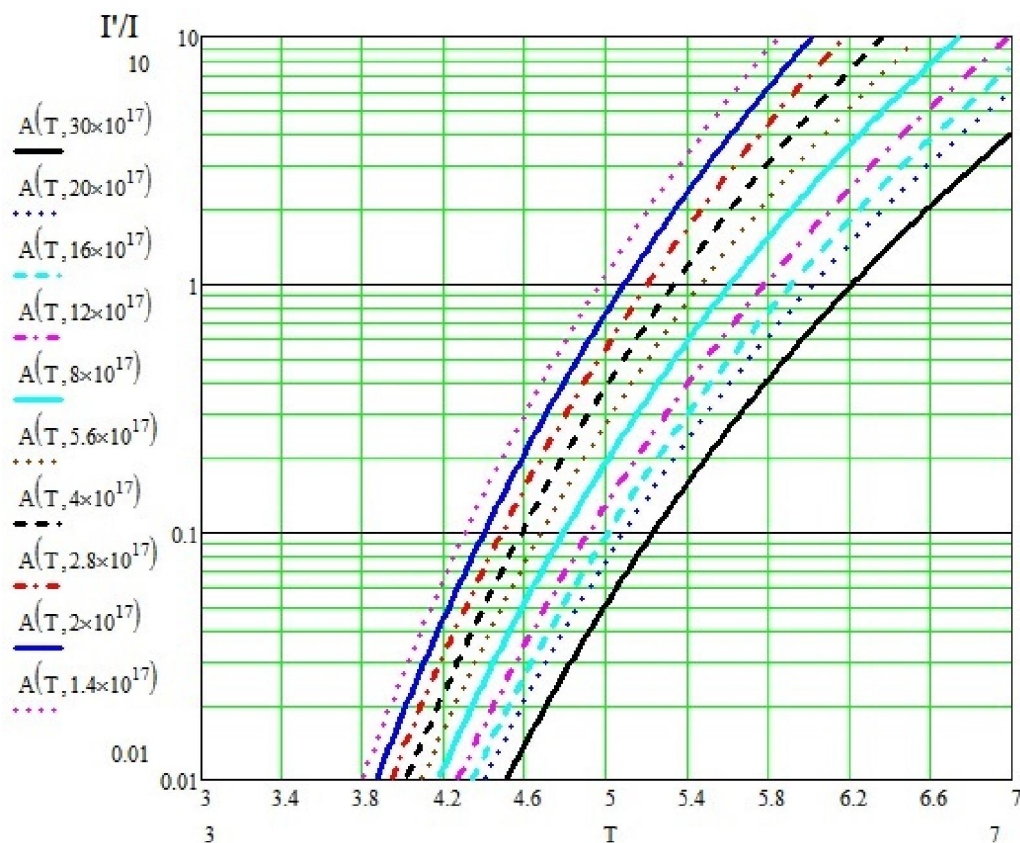


Рис. 3.7 Відношення інтенсивностей спектральних ліній, які належать до різних стадій іонізації, в залежності від електронної температури

Максимальна температура електронів була оцінена зі співвідношення $N V / N IV$ та склала $T_e = 7-7.7$ eV. Більш висока електронна температура відповідає центральній щільній зоні, завдяки чому в приосьовій області знаходяться більш високозарядні іони [89, 90].

Швидкість плазмового потоку вимірювалася за допомогою фотодіодів часопролітним методом, і на виході електродної системи досягала 2.7×10^7 см/с. Швидкість поширення плазмового потоку (фронт розряду) в каналі МПК при роботі на азоті при цьому була на рівні $(2-4) \times 10^6$ см/с.

3.2 Параметри і динаміка плазмових потоків МПК діючого на ксеноні

Дослідження генерації і розвитку плазмового розряду на важких газах в плазмових установках такого типу раніше практично не проводилися і були

мало вивчені. Зазвичай використовуються легкі гази Н, He, N, а в термоядерних дослідженнях – дейтерій (D). Однак, внаслідок інтенсивного розвитку нових технологій, в тому числі для застосування в літографії, вивчення розвитку розрядів на важких газах стало актуальним.

З метою проведення порівняльних досліджень впливу маси робочого газу на розвиток розряду і динаміку потоків плазми, а також на геометрію і параметри області компресії МПК, були розпочаті експерименти з ксеноном. Вибір ксенону пояснюється його високою випромінювальною здатністю і перспективами використання в літографічних і інших застосуваннях як інтенсивного джерела короткохвильового випромінювання, зокрема, в діапазоні екстремального ультрафіолетового випромінювання (ЕУФ) на довжині хвилі $\lambda=135 \text{ \AA}$.

3.2.1 Реалізація різних сценаріїв заповнення газом прискорювального каналу при варіюванні часу затримки між подачею газу в вакуумну камеру і включенням високої напруги

В ході проведених експериментів отримані часові розподіли інтенсивностей спектральних ліній іонів ксенону під час розряду при різних часових затримках. Перші експерименти на ксеноні показали, що вибір оптимальної величини затримки значно впливає на сценарій розвитку розряду в МПК. Так, наприклад, в інтегральних спектрах (рис. 3.8) при короткій затримці, $\tau = 350 \text{ мкс}$, спостерігалось багато спектральних ліній домішок (Si, Ca, Cu), інтенсивності яких були в кілька разів більше ніж інтенсивності ліній Хе. Ці елементи входять до складу ізоляторів і електродів, і поява їх ліній свідчить про значну ерозію. Дані спектри реєструвалися в міжелектродному просторі, і на них видно характерні тіні від стержнів зовнішнього електрода. Лінії домішок світять однорідно по всій висоті щілини, тінь же створюється від стержнів аноду виключно на лінії робочого газу. Це дає підстави вважати, що домішки розосереджені по всьому каналу, в тому числі і за межами

електродної системи. Лінії ж робочого газу зосереджені в основному усередині електродного проміжку. Аналіз перших результатів показав, що робота прискорювача потребує серйозної оптимізації, оскільки в таких режимах електроди і ізолятори піддаються сильній ерозії. Детально поведінка домішок вивчалася після вибору сприятливих умов роботи МПК і буде описана нижче.

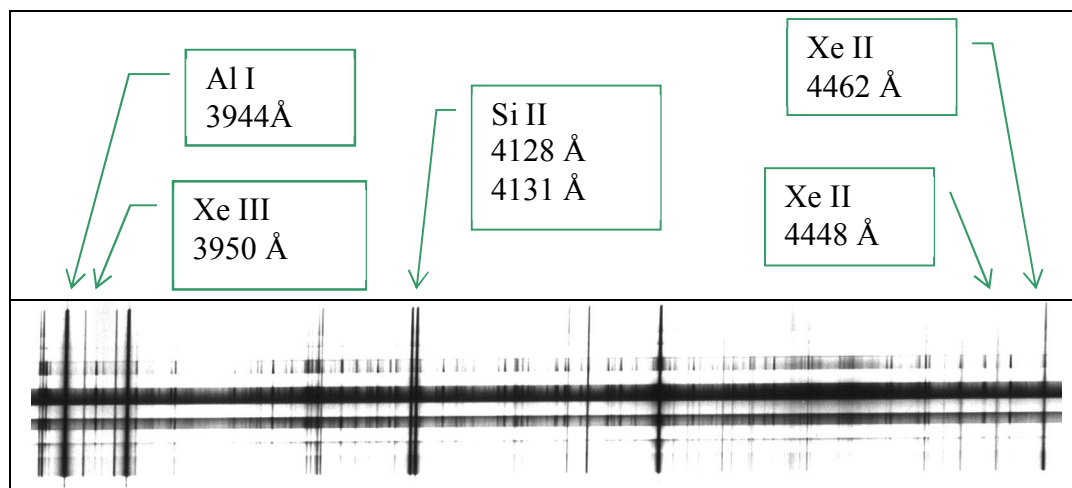


Рис. 3.8 Інтегральні спектри випромінювання ксенонової плазми

Були також отримані сигнали, що ілюструють часову поведінку іонів ксенону, для спектральних ліній Xe II 5292 Å (рис. 3.9) і Xe III 3624 Å (рис. 3.10) в діапазоні затримок $\tau = 400\text{--}700$ мкс. Найбільш оптимальними для роботи компресора були обрані режими з $\tau = 500\text{--}600$ мкс, при яких спостерігається максимальна інтенсивність випромінювання ксенону в потоці плазми з явно вираженим пікіруваним характером сигналів, з максимумом випромінювання на 20-23 мкс.

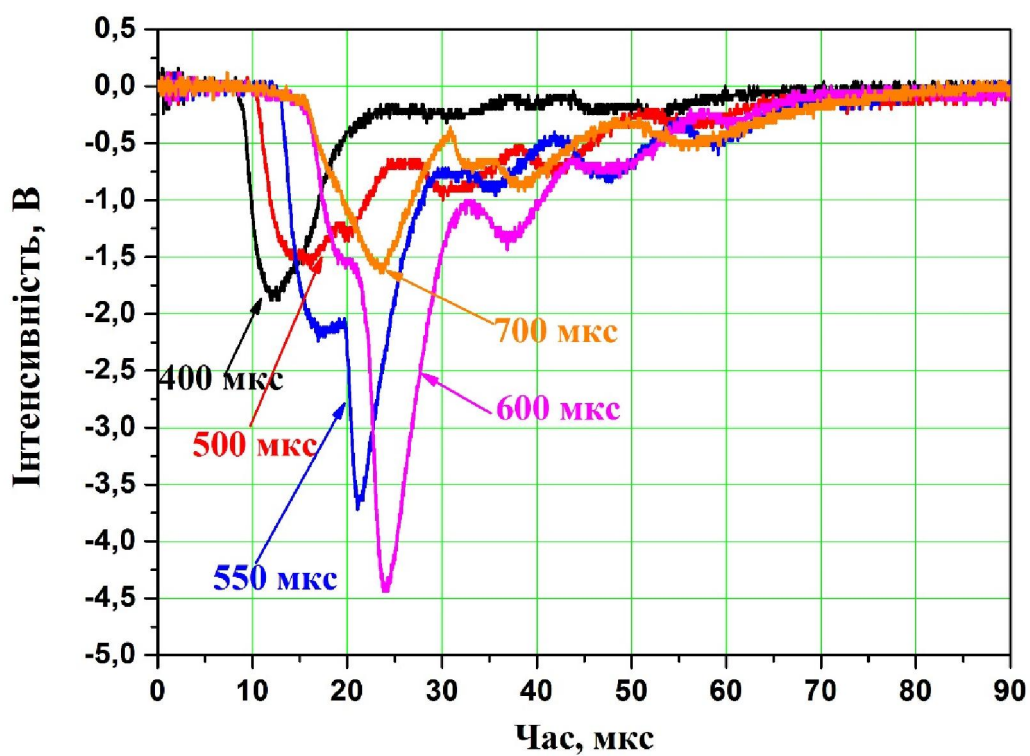


Рис. 3.9 Часова поведінка інтенсивності
спектральної лінії Xe II 5292 Å при різних затримках

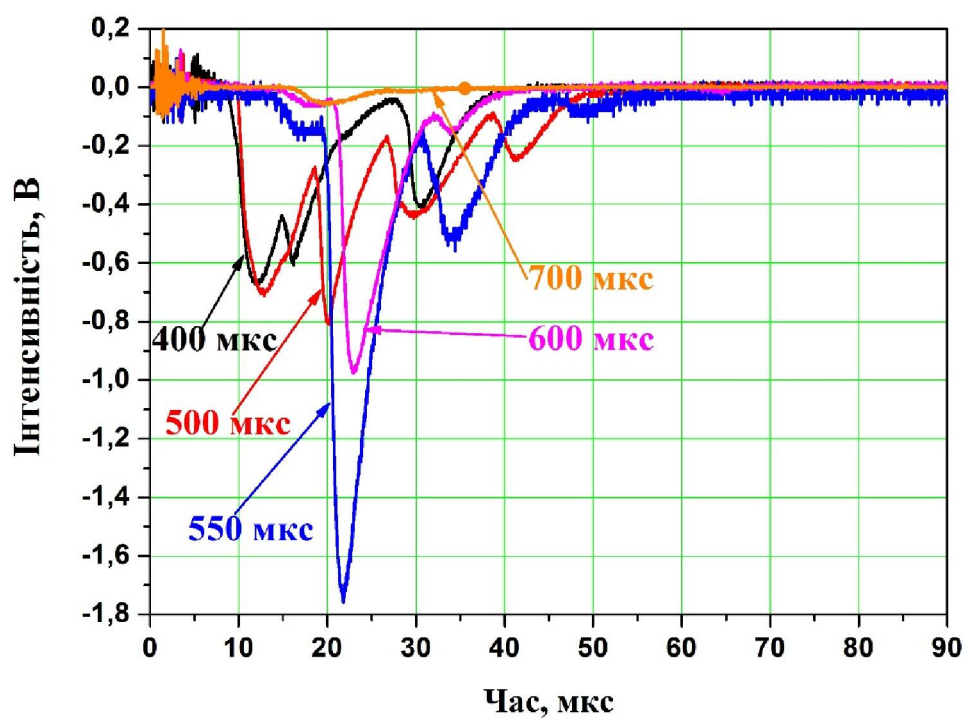


Рис. 3.10 Часова поведінка інтенсивності
спектральної лінії Xe III 3624 Å при різних затримках

Результати, представлені на рис. 3.9 та рис. 3.10, узагальнені на рис. 3.11, де приведені вимірювання інтенсивності спектральних ліній Хе II і Хе III в залежності від часу затримки.

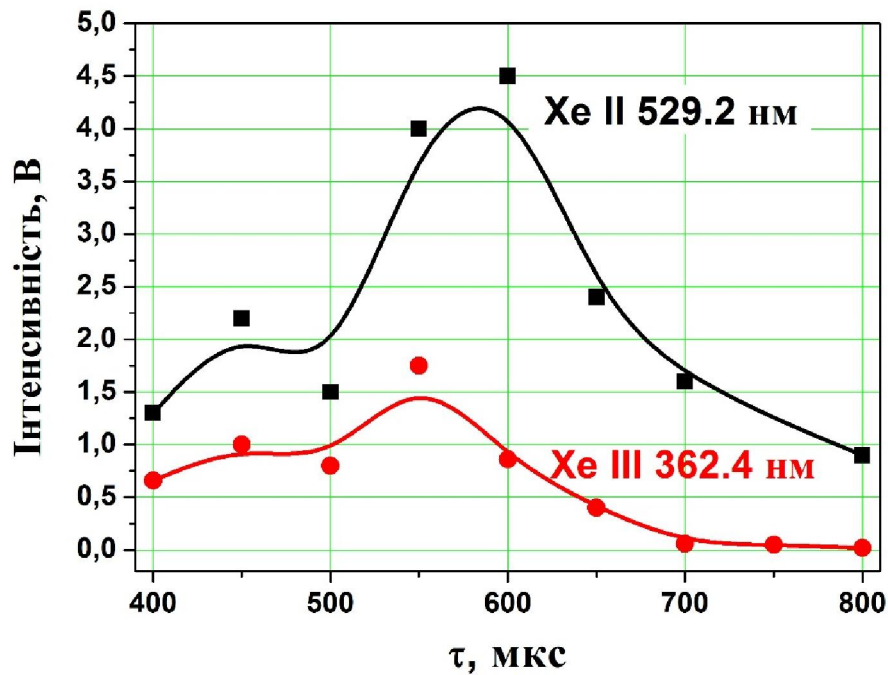


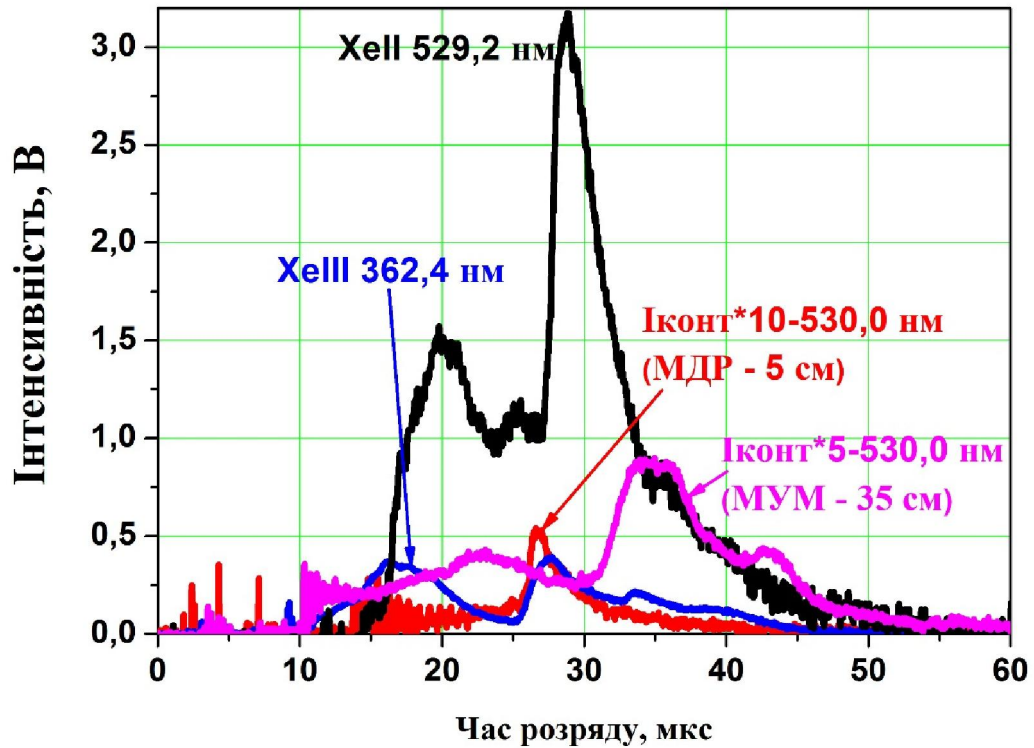
Рис. 3.11 Залежність інтенсивності спектральних ліній Хе II і Хе III від затримки τ

Таким чином, виходячи з представлених залежностей визначено, що найбільш інтенсивне випромінювання у видимому діапазоні спектра відповідає часовим затримкам $\tau = 500\text{--}600$ мкс, що і виявило оптимальні умови організації розряду в МПК при роботі на ксеноні.

3.2.2 Аналіз формування зони компресії

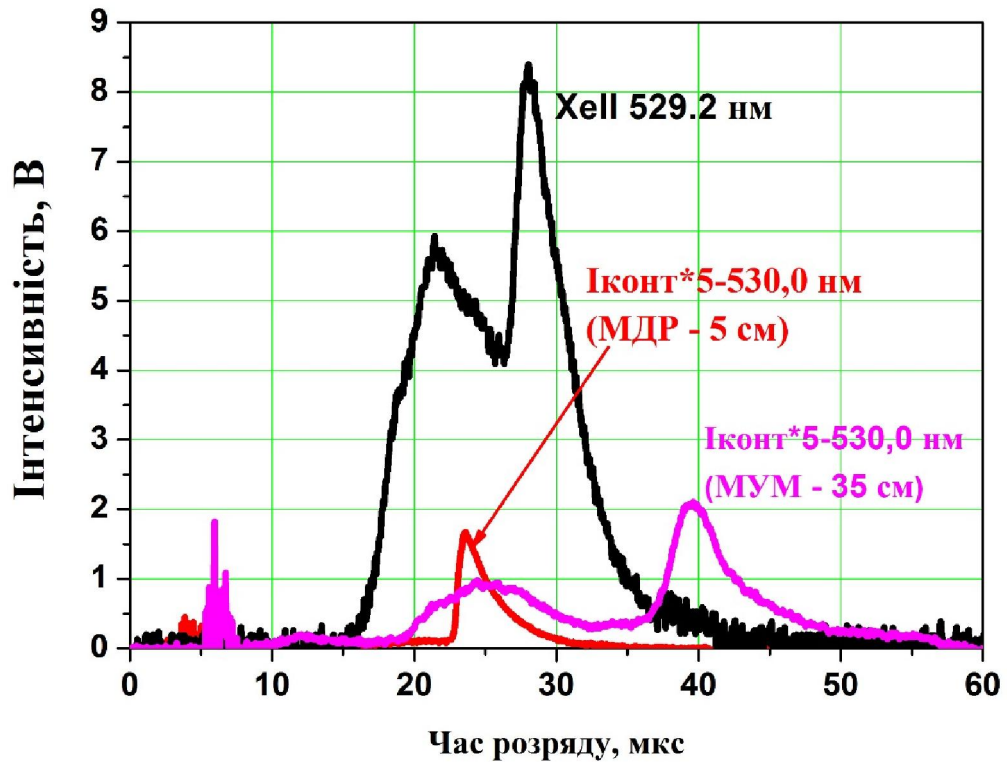
На рис. 3.12 представлені нормовані часові розподіли інтенсивностей спектральних ліній Хе II, III та випромінювання континууму (5300 \AA) при $U_p = 20 \text{ кВ}$ для двох обраних часових затримок $\tau = 500$ мкс та $\tau = 550$ мкс. Інтенсивність спектральної лінії Хе II в обох випадках значно перевищує

інтенсивність Хе III. Перший максимум випромінювання Хе III з тривалістю 4-5 мкс спостерігається на 15 мкс від початку розряду. В той же час інтенсивність випромінювання Хе II лише починає зростати і практично співпадає з поведінкою інтенсивності континууму.



а). $\tau = 500$ мкс

Швидкість плазмового потоку при $\tau = 500$ мкс складала $v = 3.7 \times 10^6$ см/с, що в два рази перевищує швидкість при $\tau = 550$ мкс ($v = 2 \times 10^6$ см/с). Даний факт вказує на прискорювальний характер течії плазмового потоку в каналі МПК при менших величинах затримки, так званий швидкий режим (по аналогії з імпульсними плазовими прискорювачами). В той же час, режим роботи з великими затримками $\tau = 550$ мкс дозволяє забезпечити більш повільний, але явно виражений компресійний режим з більш високими енергетичними характеристиками плазми в області компресії [7].



б). $\tau = 550$ мкс

Рис. 3.12 Часові розподіли спектральних ліній Хе II, Хе III та інтенсивності континууму

Таким чином, показана можливість експлуатації компресора за вибраними режимами, що реалізують різні сценарії розвитку розряду. Цей висновок був доповнений осцилограмами рис. 3.13, отриманими в компресійному (повільному) режимі, на яких показані сигнали струму і напруги з так званою особливістю (сплеском). Дана особливість вказує на максимальну компресію плазмового потоку і характерна для сигналів струму на плазмових фокусах, що буде детальніше обговорюватися в Розділі 5.

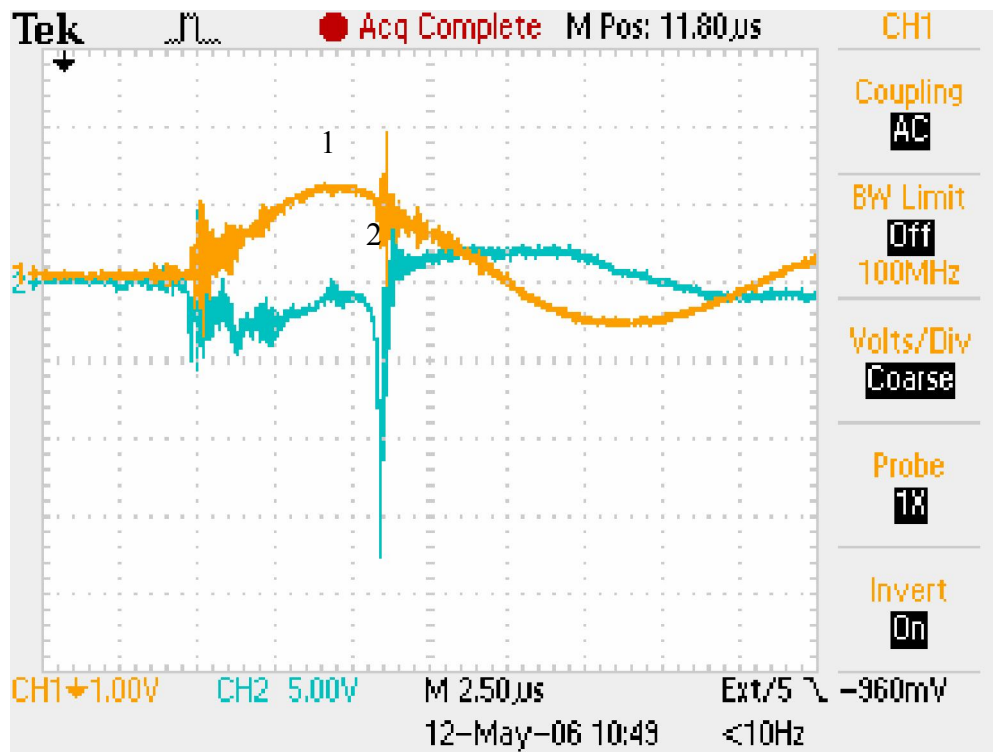


Рис. 3.13 Сигнали розрядного струму (1) та напруги (2) з характерною особливістю, що вказує на зрив струму і максимальну компресію плазмового потоку

3.2.3 Просторові розподіли електронної густини в каналі МПК при роботі на ксеноні

Розрахунок електронної густини плазми проводився, по уширенню спектральних ліній Хе II и Хе III, враховуючи квадратичний Штарк-ефект. Штарківські константи для Хе II були взяті з [91], а для Хе III – з [92]. Рис. 3.14 ілюструє розраховані залежності напівширин спектральних ліній Хе II та Хе III від електронної густини плазми.

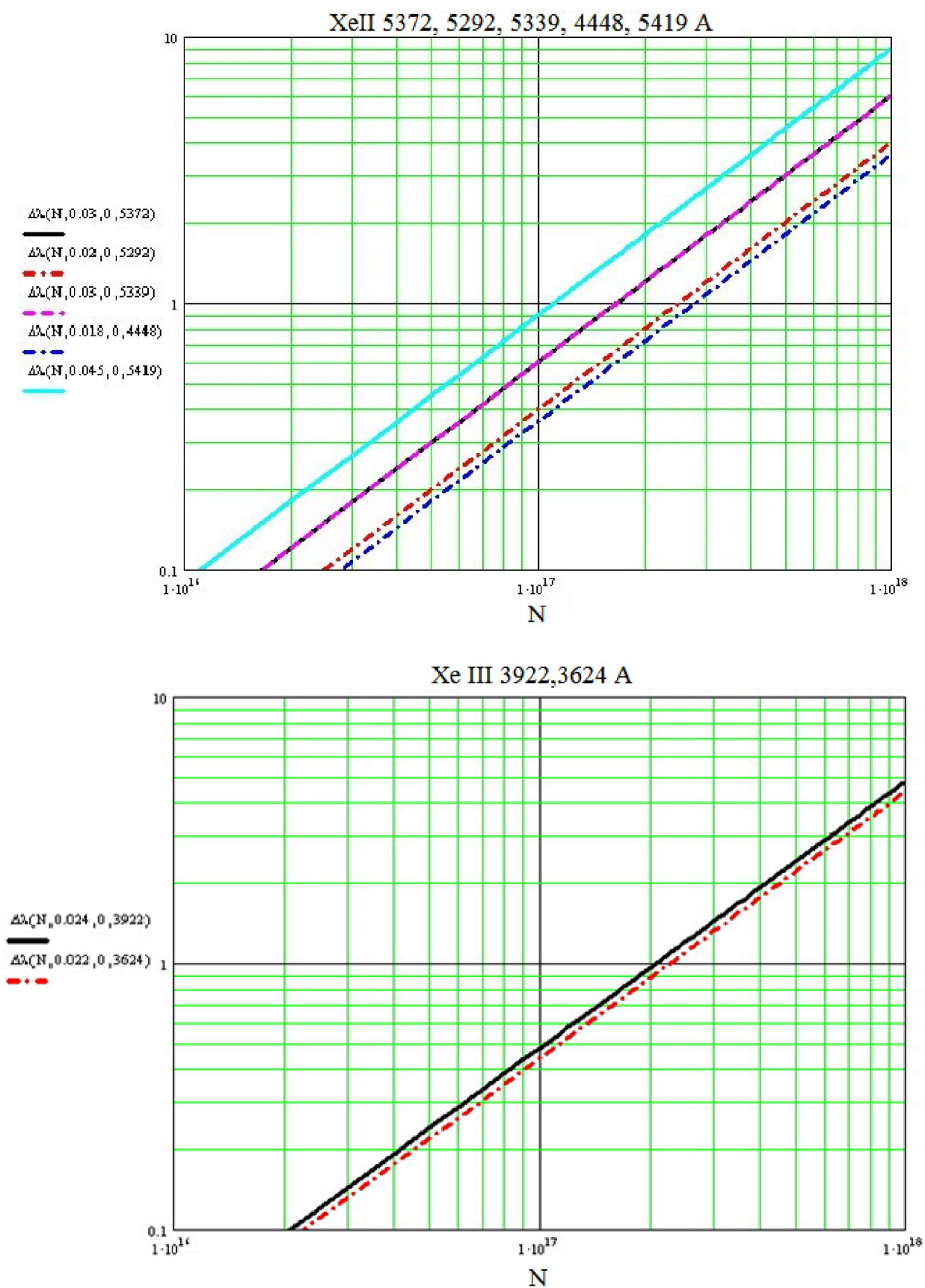


Рис. 3.14 Штарківські напівширини (Å) залежно від електронної густини плазми для спектральних ліній іонів ксенону

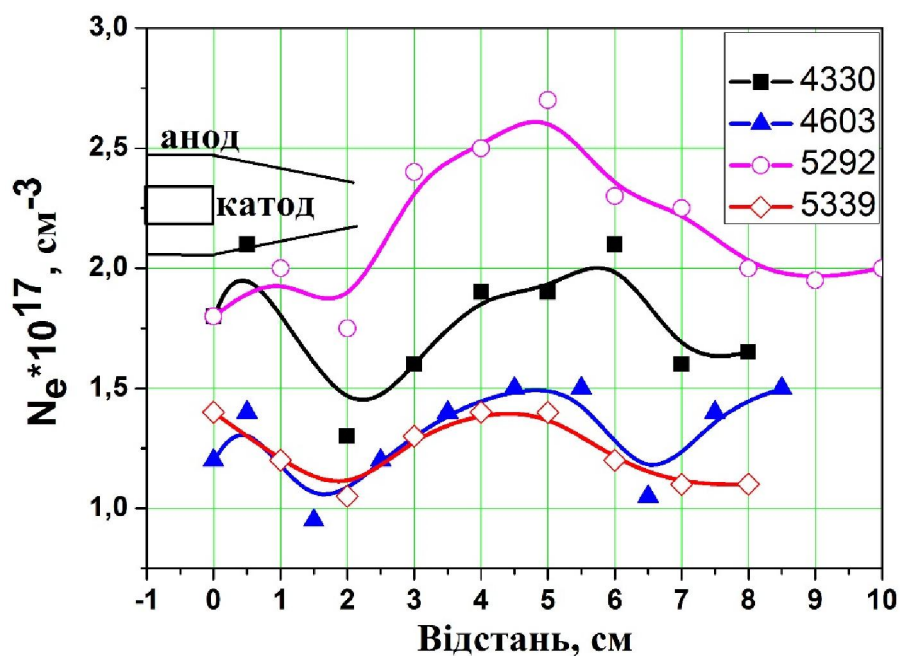
Просторові розподіли електронної густини плазми (рис. 3.15), визначені за штарківським уширенням декількох ліній Хе II (4330, 4448, 5292, 5313 Å), були виміряні для описаних вище двох режимів роботи прискорювача на ксеноні.

Отримані результати демонструють дві принципово різні можливості розвитку розряду, які відрізняються як величинами густини плазми в потоці, динамікою формування області компресії, так і місцем її просторового розташування.

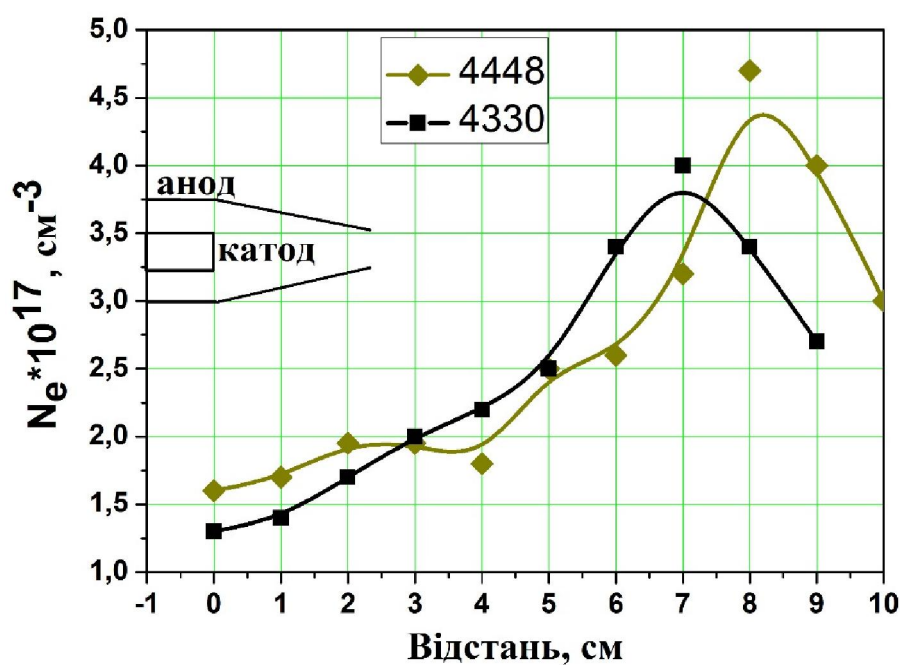
У прискорювальному (швидкому) режимі течії плазми ($\tau = 500$ мкс) максимальна величина густини досягає $N_e = 2.6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При цьому невеликий максимум спостерігається на відстані 5 см від зрізу центрального електрода. У такому режимі роботи МПК, явно вираженої області компресії не існує, і розподіли густини вздовж потоку не мають значного максимуму.

При компресійному сценарії ($\tau = 550$ мкс) спостерігається яскраво виражена компресійна зона з максимальною густиною $N_e = (4-4.7) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що розташована на відстані 7-8 см від центрального електрода (рис. 3.15.б). Слід зазначити, що в даному режимі густина в максимумі зростає вдвічі по відношенню до її усередненої величини. При цьому величина густини на відстані 5 см (де спостерігався максимум для прискорювального режиму), також перевершує густину в потоці при затримці 500 мкс.

Піки густини, оціненої за двома різними спектральними лініями Хе II, спостерігаються на відстані 7-8 см від електродів, така різниця може бути пояснена значним внеском ефекту самопоглинання для деяких ліній ксенону, який може призводити до спотворення результатів. Вплив ефекту самопоглинання на результат оцінки величини густини буде обговорюватися нижче.



а). $\tau = 500$ мкс



б). $\tau = 550$ мкс

Рис. 3.15 Просторові розподіли
електронної густини, оціненої за спектральними лініями Хе II

На рис. 3.16 показані просторові розподіли електронної густини плазми, отримані з аналізу контурів ліній Хе II и Хе III. Величини густини, які

розраховані по розширенню ліній одно- і двократно іонізованого ксенону, істотно не розрізняються. Однак область формування більш гарячої компресійної плазми, з якої висвічується Хе III, реєструється на відстані 6.5 см від зрізу центрального електроду ($\tau = 550$ мкс), а плазма, що в основному складається з іонів Хе II, формується приблизно на відстані 11.5 см.

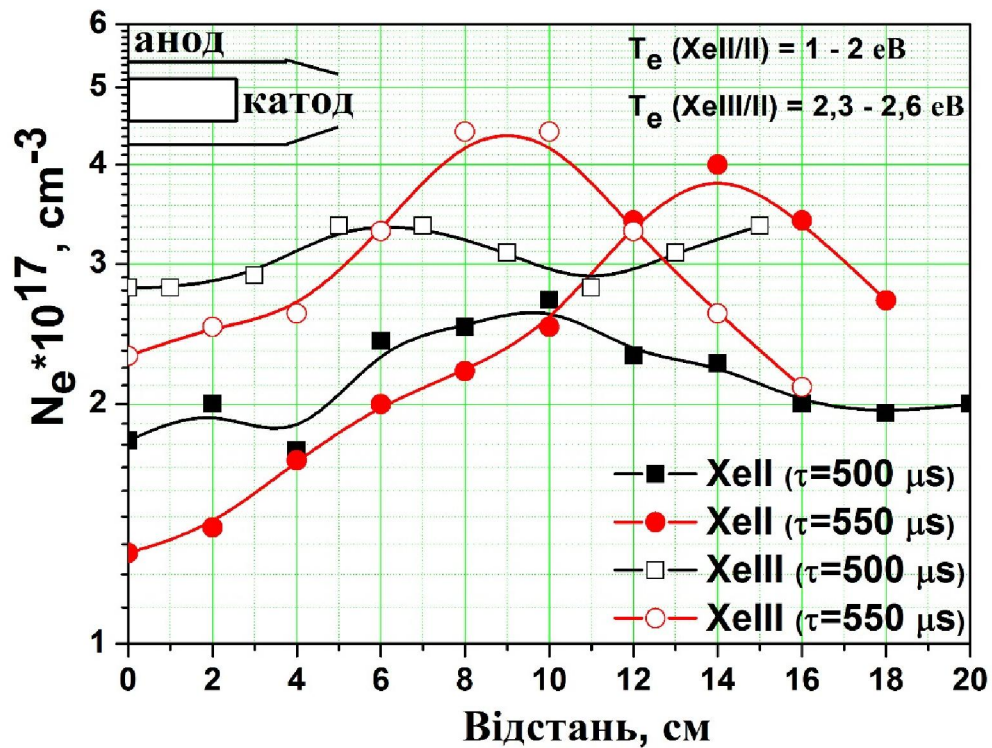


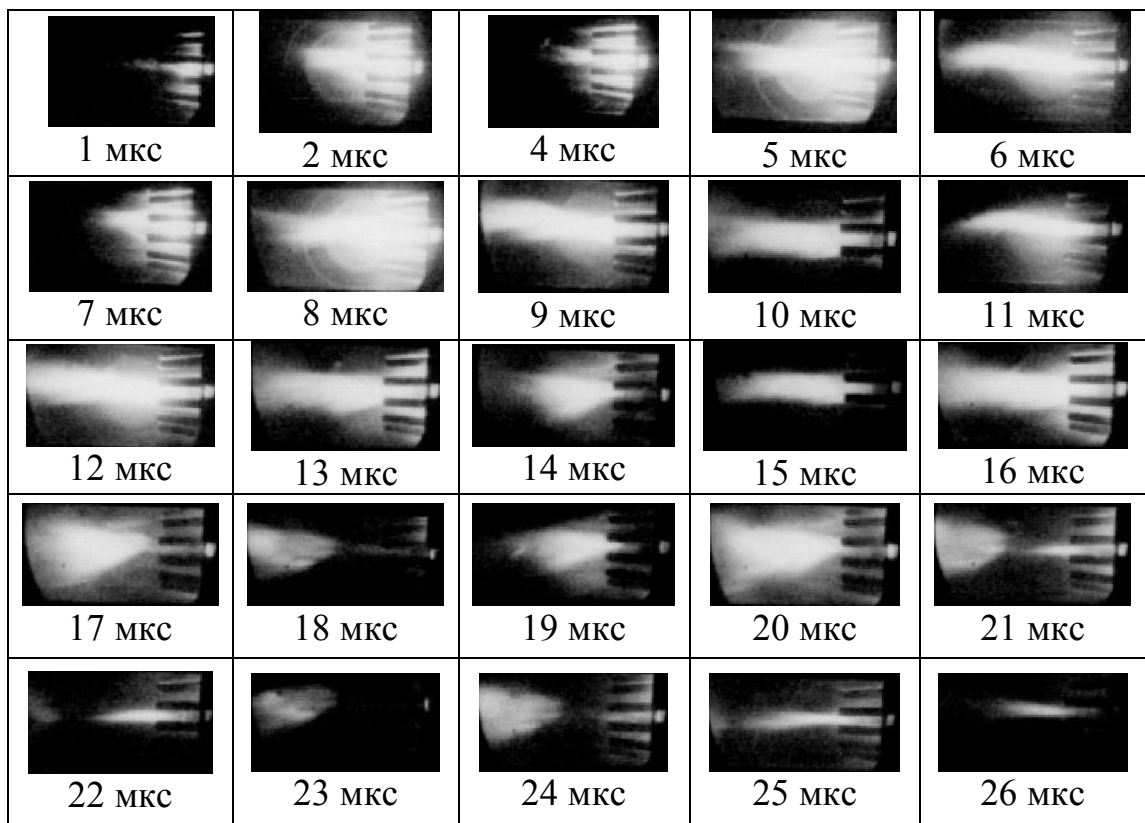
Рис. 3.16 Просторові розподіли електронної густини в двох режимах роботи МПК

Електронна температура плазми практично не змінювалася в залежності від режиму роботи. Її величина, розрахована по відношенню спектральних ліній Хе III / Хе II, складає ~ 2.5 eV. Однак це значення може бути заниженим, оскільки відповідає фактично температурі з периферії зони компресії. Для більш точних вимірювань електронної температури в центрі зони компресії необхідно проводити вимірювання в УФ або ЕУФ діапазонах, де випромінює високоіонізований ксенон, що можливо тільки при використанні спеціальної діагностики.

3.2.4 Високошвидкісна реєстрація розвитку розряду в МПК на ксеноні

З метою поліпшення точності часової синхронізації і можливостей інтерпретації вимірювань торцевої і бічної фотозйомки розряду МПК на ксеноні проводилися з чотирирядною вставкою на ВФУ-1, що забезпечувало часову роздільну здатність на рівні 1 мкс.

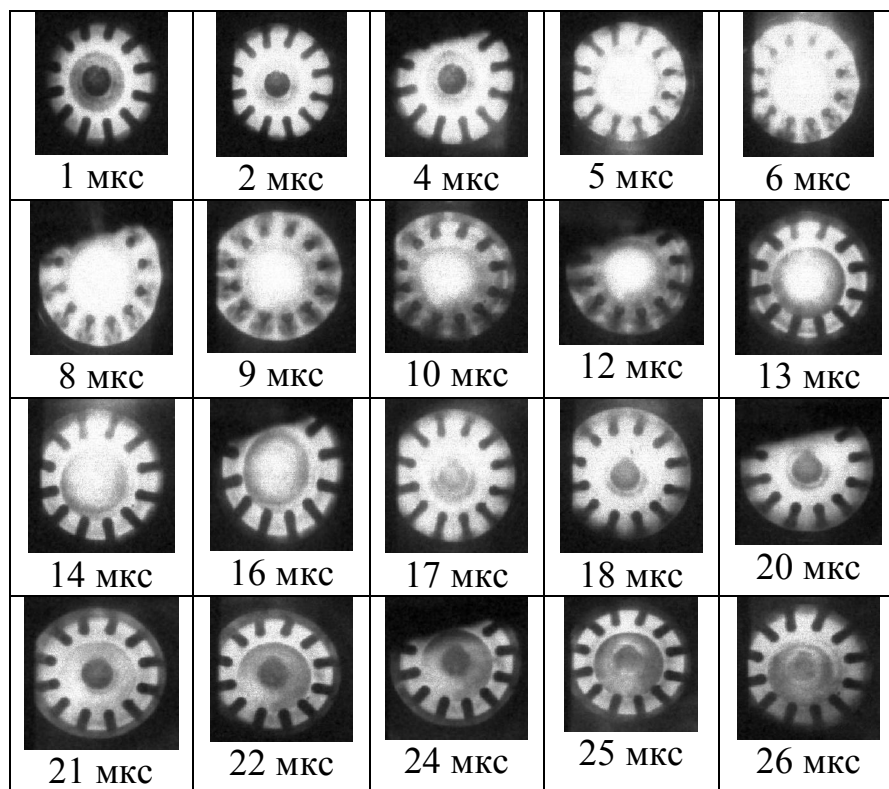
Результати експериментів показані на рис. 3.17. Використовуючи отримані ВФУ-грами можна зробити важливі висновки щодо розвитку і динаміки плазмового потоку при роботі МПК на ксеноні. Так, результати показують, що потік пінчованої плазми має циліндричну форму, при цьому, формування явно вираженого і локалізованого в просторі фокуса не відбувається в так званому прискорювальному режимі (рис. 3.17.а). Отримана плазмодинамічна конфігурація близька до довгого циліндричного z-пінчу в умовах існування рівноваги магнітного і газокінетичного тиску.



а) $U = 20$ кВ, $\tau = 500$ мкс – бічна зйомка.

Мінімальний діаметр циліндричного плазмового шнура становить 2.5-5 см і досягається приблизно на 5-8 мкс. Має місце пульсуючий характер стиснення, коли діаметр дещо збільшується і потім знову стискається протягом часу реєстрації. Дана плазмодинамічна конфігурація, будучи апіорі нестійкою, проте, утримує циліндричну форму протягом наступних 5-7 мікросекунд, до $t = 12-13$ мкс. Після 13 мкс плазмовий шнур розпадається, і у вигляді згустку залишає міжелектродний простір.

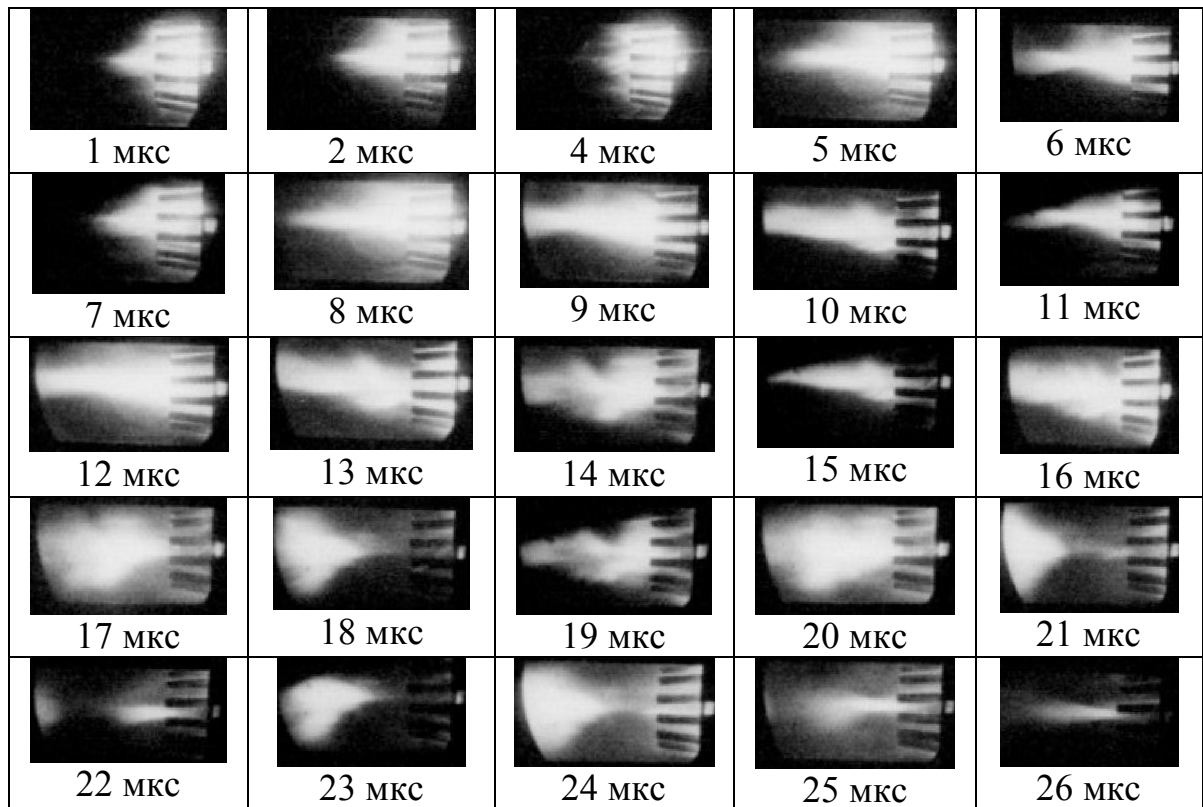
При торцевій зйомці (рис. 3.17.б) перші 4 мкс світиться лише міжелектродний простір, і плазма зосереджена усередині прискорювального каналу (стержні катода створюють деяку тінь на зображення плазми). Плазма виходить на ось до 5 мкс. Протягом наступних 5-8 мкс плазма світить також і за межами зовнішнього аноду, повністю охоплюючи електроди. Надалі, протягом 9-13 мкс формується пінчеобразний плазмовий потік, який випромінює в центральній області міжелектродного простору. Це підтверджує вищевикладені результати бічної фотореєстрації розряду.



б). $U = 20$ кВ, $\tau = 500$ мкс – торцева зйомка.

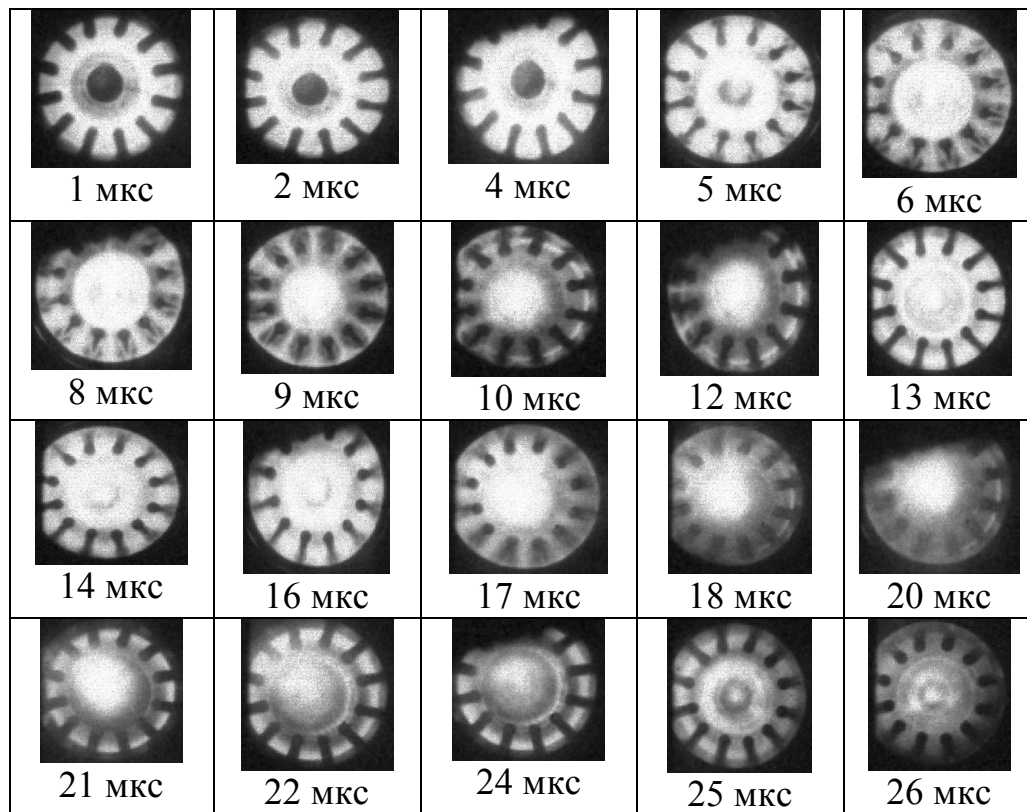
Таким чином, використовуючи торцеві і бічні знімки, був оцінений діаметр потоку, який становив 3.5-6 см. Бічні знімки більш наочно відображають реальний діаметр потоку і досить добре корелюють з даними торцевої зйомки.

У компресійному режимі (рис. 3.17.в,г) особливістю динаміки потоку є його виражене осове фокусування на відстані приблизно 7.5-8.5 см від зрізу внутрішнього електроду.



в). $U = 20$ кВ, $\tau = 550$ мкс – бокова зйомка.

При цьому мінімальний діаметр потоку зменшується приблизно до 1 см. Максимальна компресія досягається в моменту часу $t = 5-7$ мкс. Наступні 4-5 мкс діаметр компресії дещо збільшується і становить 2.5-4 см.



г). $U = 20$ кВ, $\tau = 550$ мкс – торцева зйомка.

Рис. 3.17 Динаміка ксенонової плазми під час розряду при різних часових затримках

3.2.5 Еволюція густини плазми в зоні компресії. Аналіз спектральних ліній на самопоглинання в компресійній плазмі. Вплив оптичної товщини плазми

З метою проведення детального аналізу еволюції густини плазми в компресійних потоках в залежності від початкових умов розвитку розряду в МПК і визначення реалізації прискорювального або компресійного режимів генерації плазмового потоку, проводилися додаткові дослідження.

Аналіз оптичних спектрів із зони фокуса показав, що більшість спектральних ліній ксенону зазнають самопоглинання (крім кількох з них, наприклад – Хе II 4330 Å). Ефект самопоглинання може призводити до систематичних помилок при визначенні густини, значно завищуючи її

значення. Однак, слід зазначити, що електронна густина плазми може бути визначена також і по контурах самопоглинених ліній при відомій величині параметра самопоглинання (тобто при відомій оптичній товщині) [93]. Вимірювання проводилося по контурах та інтенсивностях спектральних ліній з самопоглинанням і без нього з подальшим порівнянням отриманих результатів.

Оптична товщина визначалася по інтенсивностям спектральних ліній, які належать до одного мультиплету, оскільки всі характерні базові величини (енергія збудження, енергія переходу, терми, і т. д.) однакові. Тому, при зміні концентрації поглинаючих атомів або довжини плазмового потоку, інтенсивності спектральних ліній одного мультиплету повинні змінюватися на одну і ту ж величину. Дана величина є добуток $g \times f$ (g - статистична вага, f - сила осцилятора) оскільки інтенсивності ліній пропорційні цьому добутку [85].

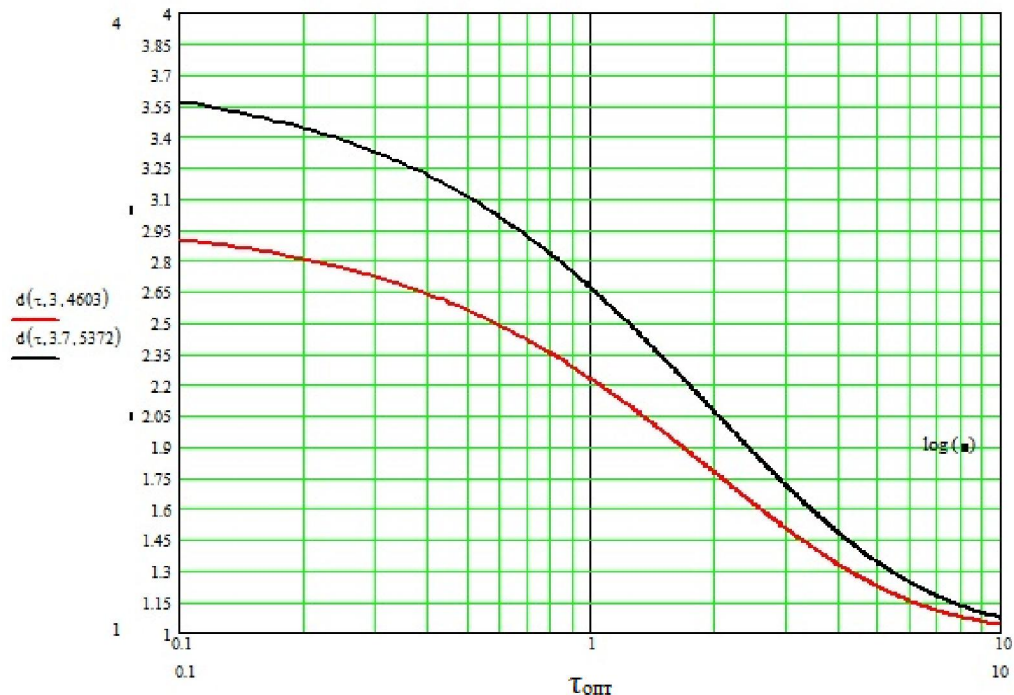


Рис. 3.18 Відношення інтенсивностей спектральних ліній в залежності від оптичної товщини τ_{opt}

Таким чином, значення $g \times f$ (теоретичне) і відношення інтенсивностей ліній, які спостерігалися (експериментально), повинні бути рівними для ліній без самопоглинання. Відсутність рівності є індикатором наявності самопоглинання.

Розраховані залежності для визначення оптичної товщини $\tau_{\text{опт}}$ представлені на рис.3.18, а відповідні результати в табл. 1.

Таблиця 1

	$\lambda, \text{\AA}$	$\tau_{\text{опт}}$ (500 мкс)	$\tau_{\text{опт}}$ (550 мкс)
Xe II	5292	10	18
	5339	3	4.5
	4921	1.2	–
	4603	3.2	5
	4844	–	12
	4330	< 1	< 1
Xe III	3922	3.2	3.6
	3950	3.16	3.5

Таким чином, аналіз показує, що є змішаний контур спектральних ліній з домінуючим Лоренцевським вкладом (Штарк-ефект). Тому, використовуючи рівняння 3.1 і 3.2 для оптичної товщини, можна отримати залежності для контурів Лоренца і Доплера [94]:

$$\Delta\lambda_L = \frac{\Delta\lambda_{mL}}{\Delta\lambda_o}(\tau) = \sqrt{\frac{\tau}{\ln\left(\frac{2}{1+e^{-\tau}}\right)}} - 1 \quad (3.1), \quad \Delta\lambda_D = \frac{\Delta\lambda_{mD}}{\Delta\lambda_o} = \frac{1}{\sqrt{\ln 2}} \cdot \sqrt{\ln\left(\frac{\tau}{\ln\left(\frac{2}{1+e^{-\tau}}\right)}\right)} \quad (3.2),$$

де, $\Delta\lambda_{mL}$ і $\Delta\lambda_{mD}$ (Å) – експериментально отримані напівширини Лоренца і Доплера відповідно; $\Delta\lambda_o$ (Å) – ширина лінії для оптично тонкого шару, тобто ширина лінії без самопоглинання, $\tau_{\text{опт}}$ – оптична товщина.

Була використана наступна схема розрахунку електронної густини плазми, використовуючи спектральні лінії Xe II, III з самопоглинанням [10]:

1. Визначення оптичної товщини, використовуючи експериментальні інтенсивності ліній (рис. 3.18).
2. Так як Штарк-ефект домінує, то відношення $\Delta\lambda_{mL} / \Delta\lambda_0$ визначалося лише для Лоренцівського контуру (чорна лінія, рис. 3.19).
3. По експериментальним параметрам $\Delta\lambda_{mL}$ и τ_{opt} визначалась $\Delta\lambda_0$ для оптично тонкого шару.
4. Електронна густина оцінювалася, використовуючи $\Delta\lambda_0$.

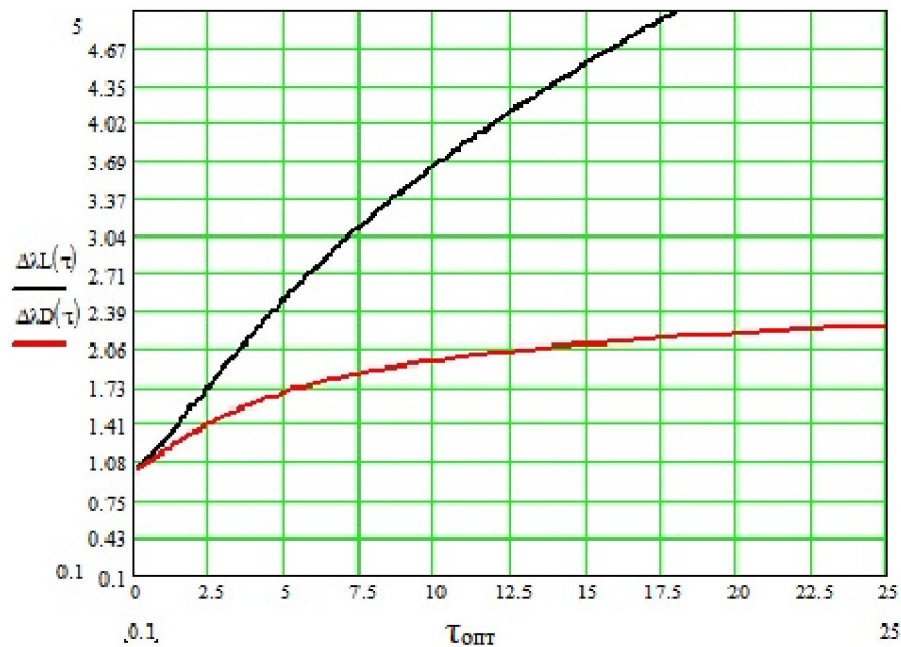


Рис. 3.19 Визначення оптичної товщини для контурів Штарка і Доплера

3.2.6 Оцінка і порівняння густин, розрахованих з урахуванням самопоглинання, без його урахування і по лініям без самопоглинання. Радіальні розподіли густини плазми для різних режимів роботи МПК

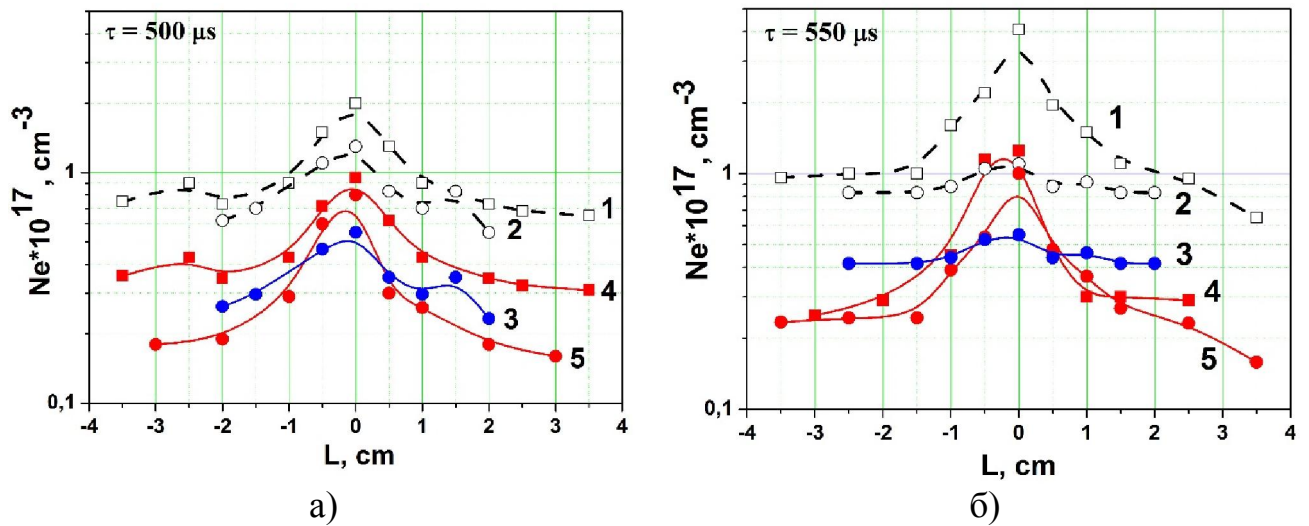
При виявленні ефекту самопоглинання електронна густина плазми розраховувалися з урахуванням самопоглинання, без його урахування і по лініях, які не відчували впливу цього ефекту. На рис. 3.20 представлені результати аналізу поведінки густини електронів в плазмовому потоці, отримані для хордових вимірювань. Відповідно до результатів поздовжніх розподілів густини було більш точно визначено розташування зони компресії

– 11-11.5 см від кінця центрального електроду або ж 9 см від кінця зовнішнього. Вимірювання проводились на двох фіксованих відстанях від зрізу зовнішнього електроду – 1 см (вихід з прискорювального каналу) та 9 см (в зоні компресії).

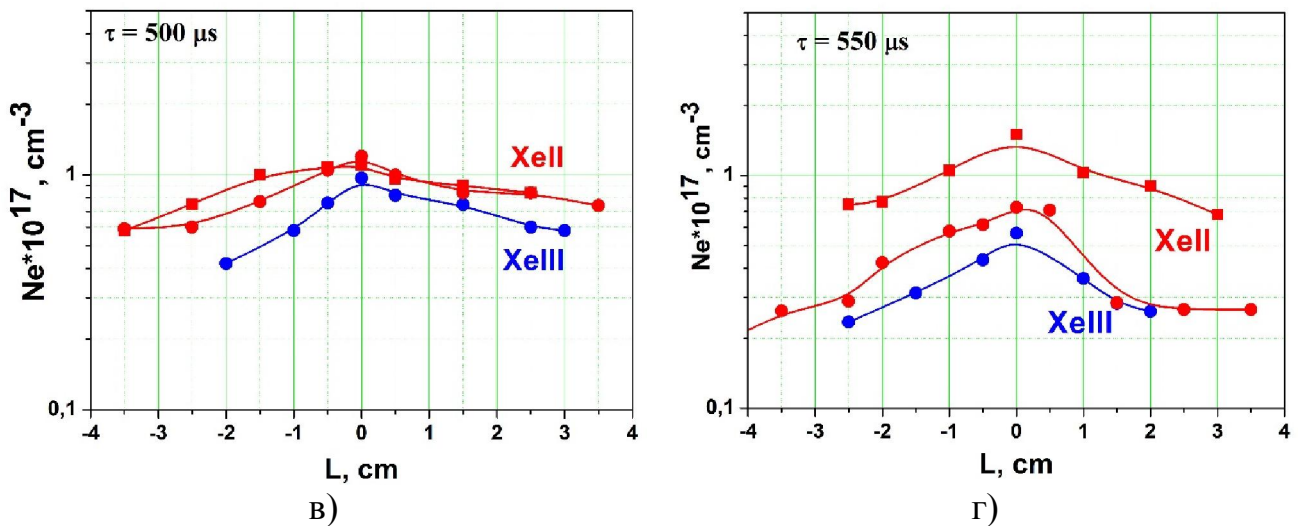
Результати, отримані на відстані 9 см (рис. 3.20.а,б) показали, що криві 1 і 2 розраховані по самопоглиненим спектральним лініям Хе II та Хе III відповідно, чітко ілюструють вплив ефекту самопоглинання на значення густини. Виміряна густина в цьому випадку завищена на 20-30 % в залежності від величини $\tau_{\text{опт}}$.

Криві 5 демонструють радіальні розподіли густини, які оцінені за спектральною лінією Хе II (4330 Å), яка не відчувала самопоглинання і, таким чином, не вносила системну помилку, пов'язану з даним ефектом. Величина електронної густини в центрі потоку досягала $(0.8-1.2) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а на периферії – $(2-4) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Поведінка густини в зоні компресії для обох часових затримок практично однакова. Криві 3, 4 показують поведінку густини, отриману по контурах ліній Хе II, Хе III з урахуванням ефекту самопоглинання. Таким чином, проведений аналіз показує, що густина плазми може розраховуватися по спектральним лініям з самопоглинанням, і після урахування внеску даного ефекту, вона добре узгоджується з контурами ліній без самопоглинання.

Для відстані 1 см (рис. 3.20.в,г) показані криві з урахуванням самопоглинання і без нього. Виявилося, що максимальна величина електронної густини близька до тієї, що спостерігалась на 9 см – $(1-1.5) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Але в цьому випадку густина залишається досить високою по всьому радіусу $(4-6) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, і при цьому не спостерігається яскраво вираженого максимуму. Важливо підкреслити, що дані вимірювання, усереднені по хорді спостереження і за весь час випромінювання в плазмовому розряді.



9 см від зовнішнього електроду



1 см від зовнішнього електроду

Рис. 3.20 Радіальні розподіли електронної густини плазми.

(а, в – $\tau=500$ мкс; б, г – $\tau=550$ мкс), 1 – Хе II 4603 Å, 4844 Å (з самопоглинанням),
2 – Хе III 3922 Å, 3950 Å (з самопоглинанням), 3 – Хе III (без самопоглинання),
4 – Хе II (з урахуванням самопоглинання), 5 – Хе II (без самопоглинання)

3.2.7 Визначення електронної температури

Результати оцінок електронної температури представлені для іонів ксенону різних стадій іонізації з використанням рівняння Саха-Больцмана. Електронна температура плазми оцінювалася по відношенню інтенсивностей

спектральних ліній Xe II / Xe III і досягала 4-4.3 eV. З теоретичних розрахунків рівняння Саха-Больцмана (рис. 3.21) випливає, що іони з зарядністю Xe IV і Xe V повинні реєструватися при електронних температурах $T_e > 3 - 4$ eV (при $N_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$). У деяких експериментах спостерігалися спектральні лінії Xe IV. Виявилося, що ці лінії більш інтенсивні в компресійному режимі роботи, ніж в швидкому.

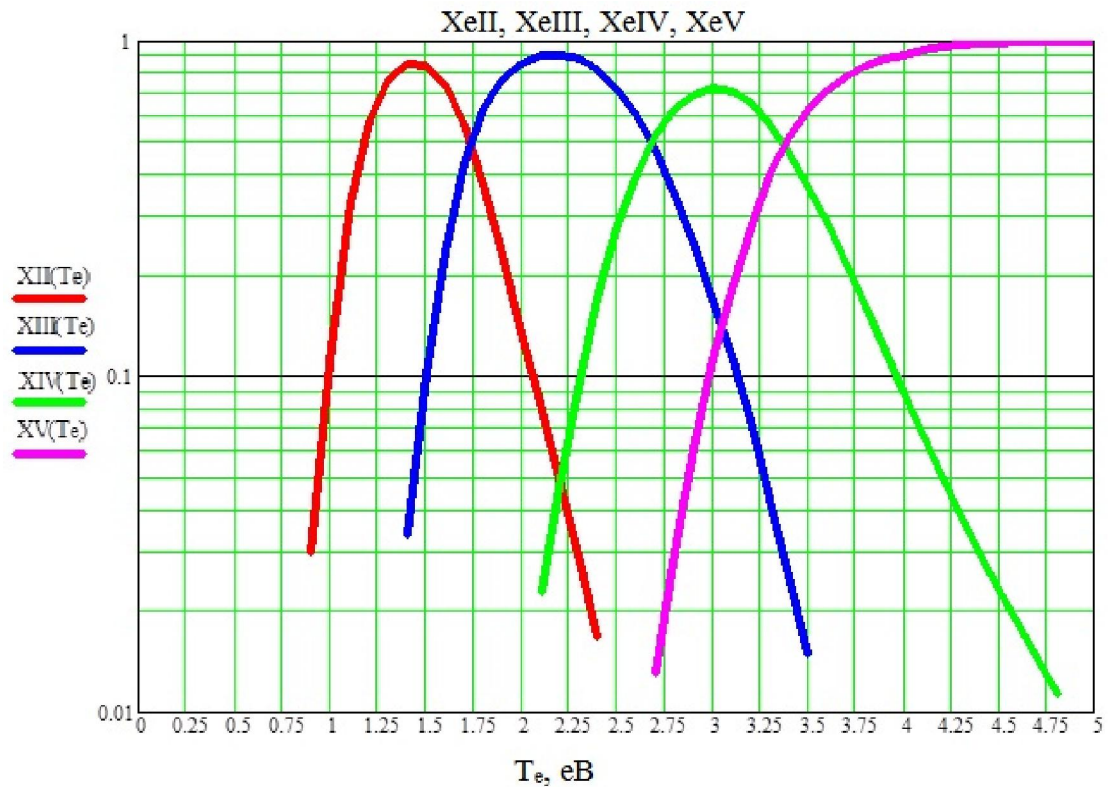


Рис. 3.21 Розподіл Саха-Больцмана для іонів ксенону з різними стадіями іонізації

3.2.8 Дослідження домішок при роботі на чистому ксеноні

Одним з найбільш важливих завдань при дослідженні потоків плазми як для фундаментальних завдань плазмодинаміки, так і можливих технологічних додатків є забезпечення необхідної чистоти плазми обраних типів іонів, визначення механізмів подавлення і дивертування різних домішок (з

електродів, стінок камери, ізоляторів), або ж отримання інформації про динаміку різних типів іонів в випадку аналізу багатокomпонентної плазми.

Дослідження динаміки домішок необхідно також для оптимізації режимів роботи МПК з точки зору необхідної "чистоти" плазмового потоку. Крім того, в ряді випадків, інтенсивність і просторові залежності спектральних ліній міді (яка, ймовірно, розпилюється з електродів) може дати інформацію про фізичні процеси на електродах і особливості їх ерозії. Важливо відзначити, що вибір режиму роботи установки з найменшою емісією домішок, що надходять з різних джерел, не є однозначним і тривіальним завданням.

З цією метою проведено дослідження динаміки домішкових елементів в потоках плазми при різних сценаріях розвитку розряду і формування області компресії. Основними завданнями даних досліджень було виявлення ліній домішок, їх локалізації, умов їх появи в розряді, тривалість випромінювання ліній домішок і їх інтенсивність.

Спектральні лінії домішок (вуглець – С II, мідь – Cu I, Cu II, кальцій – Ca II) були ідентифіковані із спектрів, зареєстрованих дифракційним спектрографом. При цьому досліджувалися режими, які були обрані раніше для роботи з ксеноном (п. 3.2.3).

На рис. 3.22 представлені поперечні розподіли спектральних ліній домішок і робочого газу при досліджуваних часових затримках ($\tau = 500$ і 550 мкс). У цьому випадку ми уникаємо використання терміну «радіальні», який передбачає апріорі ідеальну симетрію потоку, оскільки процес фокусування і стиснення плазми в області компресії за зрізом прискорювача не завжди симетричний (особливо в лініях домішок), а також часто пов'язаний з коливаннями плазмового шнура по відношенню до геометричної осі камери, виникненням нестійкостей, вигинів, перетяжок і т. д. в компактно локалізованих пінч-об'єктах.

Плазмові потоки поблизу електродів і зона компресії – це область великих градієнтів температури і густини, і на підставі характеристик різних ліній домішок важко говорити про локалізацію області компресії. Максимуми

випромінювання різних ліній можуть спостерігатися в різних геометричних частинах потоку і області стиснення. Фіксована лінія спостереження на 1 см від зрізу електродів не збігається з максимумом області компресії, яка переміщується вздовж осі потоку в різних режимах, але дозволяє досліджувати розподіл елементів домішок поблизу електродів, оскільки це один з основних джерел генерації домішок.

Результати показують, що спектральні лінії робочого газу ксенону світять по всій ширині потоку, але при $\tau = 550$ мкс, в компресійному режимі роботи, видно невеликий пік на осі потоку, що, вказує на початок формування області компресії. Локалізація ліній домішок С II, Cu II в центральній частині потоку (діаметр випромінювання становить близько 4 см) при $\tau = 500$ мкс може свідчити про переважну ерозію центрального електроду в порівнянні з зовнішнім. Тому можна припустити, що в даному режимі роботи домінуючим механізмом ерозії є іонне бомбардування поверхні катода.

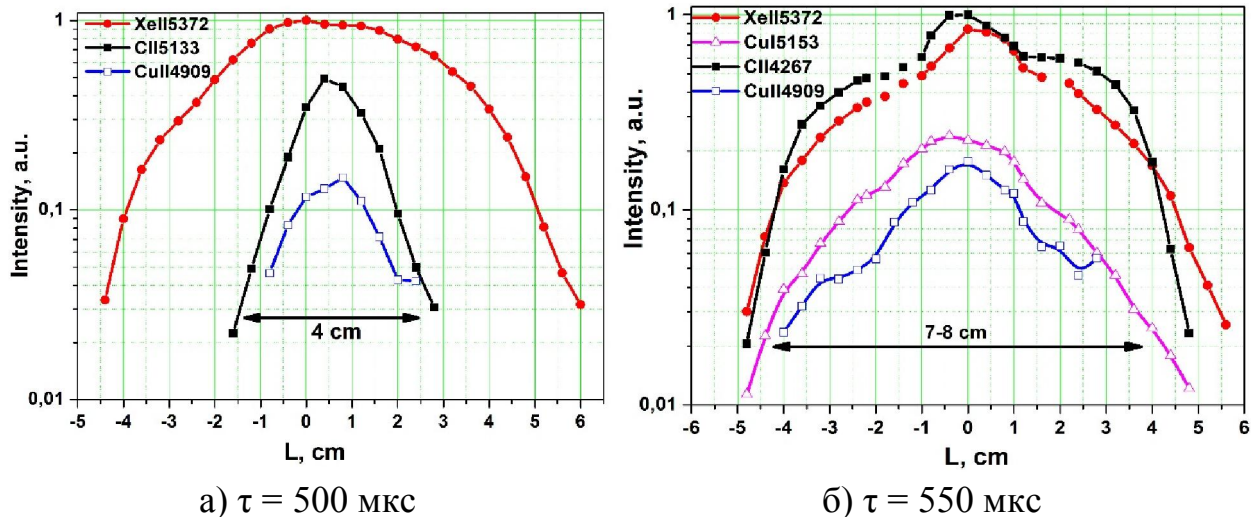


Рис. 3.22 Поперечні розподіли інтенсивностей спектральних ліній на відстані 1 см від електродів

Режим з часовою затримкою 550 мкс, навпаки, характеризується досить симетричним розподілом, як ліній робочого газу, так і домішок по всій ширині потоку, що говорить про рівномірну емісію домішок з обох електродів.

Завдяки зареєстрованим спектрами також вдалося порівняти інтенсивності випромінювання різних ліній домішок. На рис. 3.23 представлено випромінювання лінії вуглецю С II (4267 Å). Найбільш інтенсивна емісія вуглецевих ліній спостерігається в режимі з часовою затримкою $\tau = 500$ мкс, переважно на осі потоку, де також добре помітно інтенсивне випромінювання континууму. При $\tau = 550$ мкс інтенсивність вуглецю значно нижча, але напівширина лінії приблизно однакова по всій ширині потоку, що добре узгоджується з вищеописаними результатами.

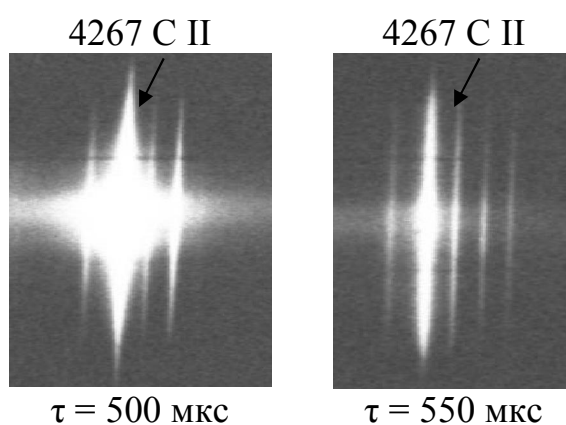


Рис. 3.23 Спектральна лінія вуглецю С II (4267 Å)
зареєстрована на відстані 1 см від кінця зовнішнього електроду

Необхідно відзначити, що спектральні лінії нейтральних атомів міді (Cu I) спостерігаються в режимі, коли лінії вуглецю мало інтенсивні (рис. 3.24), при $\tau = 550$ мкс. Такий характер поведінки, швидше за все, можна пояснити певними особливостями розвитку розряду при різних затримках. При сильній емісії вуглецю, найімовірніше, що плазма взаємодіє зі стінками камери, в той час як наявність спектральних ліній нейтральної міді вказує на ерозію електродів. Спектральні лінії одноразово іонізованих атомів міді (Cu II) були зареєстровані у всіх режимах, що досліджувалися.

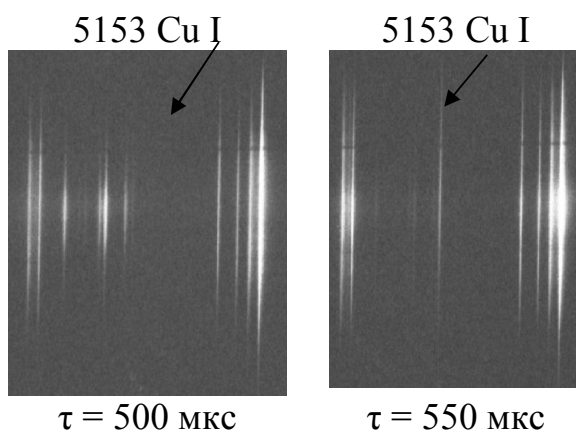


Рис. 3.24 Спектральна лінія міді Cu I (5153 Å)
зареєстрована на відстані 1 см від зрізу зовнішнього електроду

Крім того, в інтегральних спектрах ідентифіковані спектральні лінії кальцію Ca II (3933, 3969 Å), який з'являється з ізолятора. Інтенсивність цих ліній розподілена однорідно по всій ширині плазмового потоку на відміну від інших ліній домішок, що вказує на емісію кальцію з поверхні ізолятора по всьому перетину каналу.

Таким чином, отримані результати вказують на необхідність поліпшення роботи прискорювача з метою зменшення кількості домішок навіть в режимах, коли в міжелектродному просторі знаходиться оптимальна кількість робочого газу.

3.3 Дослідження пінч-розрядів МПК при роботі на суміші газів гелію і ксенону

Газорозрядні імпульсні плазмові установки можуть мати потенційні переваги для використання в літографії, так як вони можуть бути більш простими конструктивно, компактними і не дорогими. Однак одним з критичних питань для всіх розрядних плазмових джерел, що використовують ксенон як робочий газ, є сильне поглинання вакуумного ультрафіолетового випромінювання нейтральними атомами і низькозарядними іонами на периферії компресійного плазмового потоку [95]. Відомо, що наявність

буферного газу помітно спрощує реєстрацію випромінювання плазми і зменшує вплив самопоглинання [96, 97]. Крім того, позитивно впливає на параметри і характеристики плазмового розряду і знижує рівень забруднення в плазмових потоках [98-100]. У зв'язку з цим, були проведені експерименти по вимірюванню плазмових параметрів при використанні в МПК суміші газів ксенону (Xe) і гелію (He).

Такого роду експерименти представляють інтерес з точки зору фундаментальних аспектів, в зв'язку з тим, що динаміка плазмових потоків, що складаються з суміші важких і легких іонів, як і взагалі щільна замагнічена плазма важких (багатооболочечних) елементів, не були вивчені належним чином. Методологія спектроскопії плазми подібних експериментів також викликає певні труднощі в інтерпретації, в подальшій обробці, і при використанні отриманих даних, що обумовлено наявністю декількох елементів в спектрах. Тим більше що, все більше подібних розробок знаходять своє місце для застосувань в технологіях (легкий азот застосовується в азотуванні, важкий ксенон – в літографії і т.д.) і тому експерименти, що проводяться видаються важливими для розвитку спектроскопічних методів дослідження багатокомпонентної плазми, що містить важкі багатооболочечні іони.

Допускалося, що мала діагностична добавка легкого газу (He чи H) в основну компоненту плазми дозволила б отримати радіальні і часові розподіли електронної густини плазми, засновані на діагностиці добре вивчених домішкових елементів. Спектри випромінювання плазми реєструвалися при різній масовій кількості газової добавки гелію в таких пропорціях:

- 1). 4 атм. He + 26 атм. Xe (повна маса газу змінилася лише на 0.4 %);
- 2). 8 атм. He + 22 атм. Xe (зміна на 1.1 %);
- 3). 15 атм. He + 15 атм. Xe (зміна на 3 %).

Слід зазначити, що лише в останньому випадку (3) вдалося зареєструвати одну спектральну лінію гелію He I (5876 \AA), для менших добавок гелію ні іонів He I ні He II не спостерігалось. Це може бути пояснено

як недостатньою відсотковою кількістю добавки, що використовувалась так і більш високим потенціалом іонізації для He II (54 еВ) порівняно з He III (32 еВ), спектральні лінії якого спостерігалися в отриманих спектрах. Густина розраховувалася, використовуючи штарківські напівширини лінії He I (5876 Å), а також ліній He II (4603 Å, 5372 Å) та He III (4434 Å).

Значення густини отримане з уширення лінії He I в центральній частині потоку плазми досягає $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, що в три рази перевищує величину N_e на периферії потоку.

На рис. 3.25 видно, що величини густини, знайдені з уширення двох спектральних ліній He II, суттєво різняться. Тому було проведено додатковий аналіз ліній на самопоглинання, який показав, що спектральна лінія He II (4603 Å) зазнавала суттєвого самопоглинання. Оптична товщина ($\tau_{\text{опт}}$) для обох ліній He II визначалася за вищеописаною (п. 3.3.5) процедурою ($5372 \text{ Å} - \tau_{\text{опт}} = 0.23$; $4603 \text{ Å} - \tau_{\text{опт}} = 3.7$).

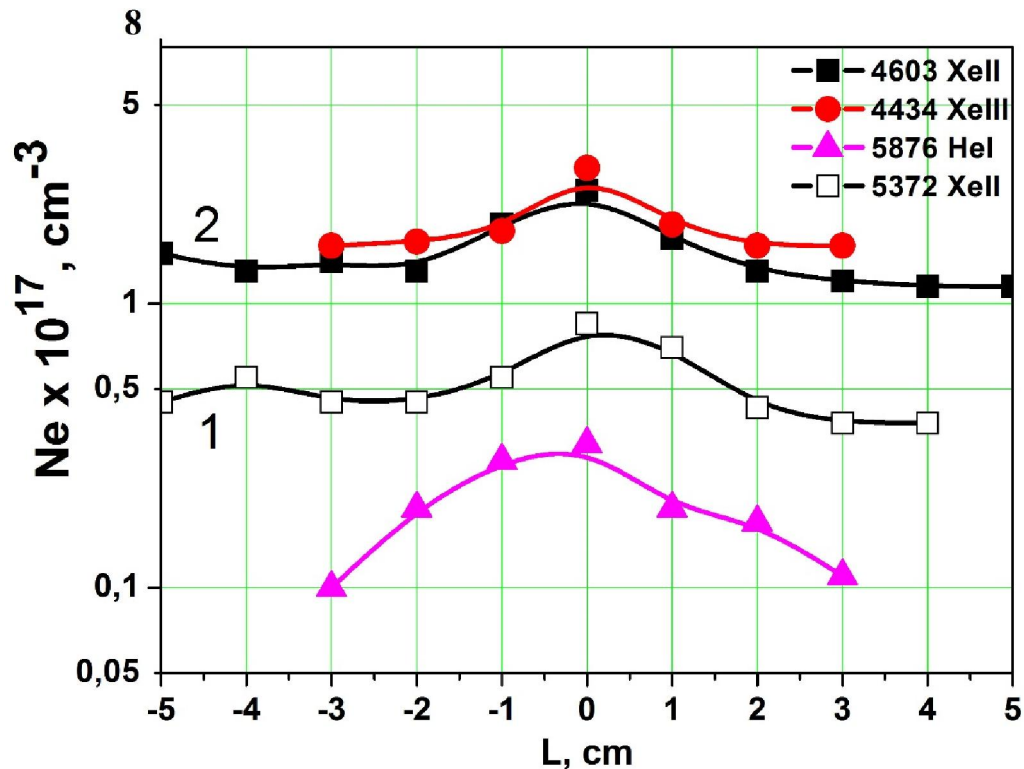


Рис. 3.25 Поперечний розподіл електронної густини плазми суміші газів (15 атм.Хе + 15 атм.Не) на відстані 1 см від електродів

Реальна максимальна електронна густина плазми, визначена по контуру лінії з самопоглинанням Хе II (4603 Å), досягала $N_e = 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Ця величина добре узгоджується з густиною, визначеною по лінії без самопоглинання Хе II (5372 Å) $N_e = 0.85 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

З рисунку видно, що гелієва складова плазми зосереджена в центрі плазмового потоку, в той час як ксенонова розосереджена вздовж усього діаметра (близько 10 см).

При реалізації циліндричної симетрії потоків плазми, з'являється можливість застосування зворотного перетворення Абеля для визначення радіального розподілу густини електронів. Ця процедура була проведена для всіх отриманих просторових (хордових) розподілів густини за допомогою рівняння (3.3) для зворотного перетворення Абеля:

$$N(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dN(x)}{dx} \cdot \frac{dx}{\sqrt{x^2 - r^2}} \quad (3.3)$$

Приклади отриманих радіальних розподілів N_e для часової затримки $\tau = 500 \text{ мкс}$ та відстані від електродів 9 см приведені на рис. 3.26.

Виходячи з цих графіків, легко бачити, що максимальне значення густини плазми з урахуванням зворотного перетворення Абеля в області осі значно зросло в порівнянні з середніми значеннями і становить $N_e = (2-6) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Таким чином, максимальна електронна густина при роботі на суміші газів виявилася нижче, ніж при роботі на чистому ксеноні. Це свідчить про те, що при роботі на даній суміші газів необхідно проведення процедури оптимізації плазмового розряду для досягнення більш високих плазмових параметрів.

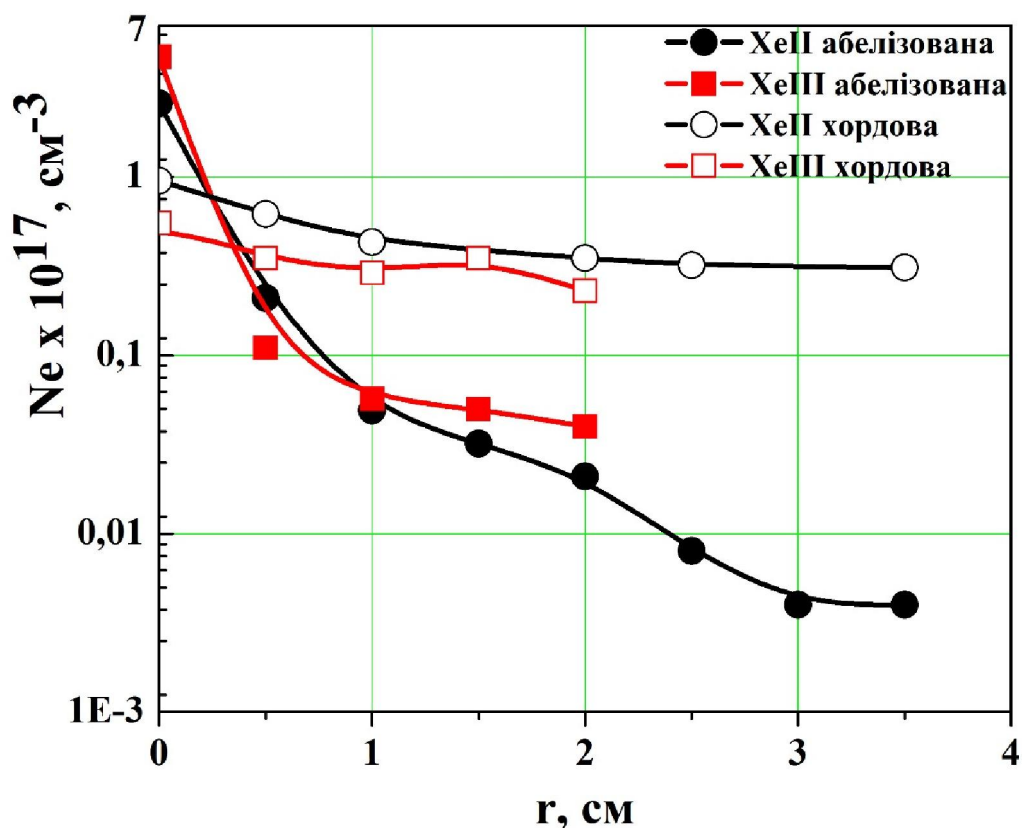


Рис. 3.26 Радіальний розподіл електронної густини плазми суміші (15 атм.Хе + 15 атм.Не) на відстані 9 см від анода

3.4 Реєстрація спектрів в області ВУФ

Оскільки стиснення плазми в області компресії супроводжується зростанням не тільки густини, але і температури плазми, слід очікувати формування гарячих локальних плазмодинамічних утворень в зоні компресії. Максимальна інтенсивність випромінювання при цьому зміщується в короткохвильову область спектра. Але проведення спектроскопічних досліджень в діапазоні м'якого рентгена (МР) і ВУФ є набагато складнішим завданням в порівнянні з вимірюваннями у видимому діапазоні.

Вимірювання випромінювання багаторазово іонізованих іонів ксенону в екстремальному ультрафіолетовому діапазоні проводилися з використанням вакуумного спектрометра для реєстрації МР і ВУФ випромінювання, опис якого представлено в [п. 2.2.2].

У перших експериментах в якості детектора використовувалася фотоплівка для видимого світла (РФ-3), покрита шаром спиртового розчину саліцилату натрію, який є чутливим до ВУФ і УФ випромінювання [95].

На рис. 3.27 представлені зареєстровані спектри ксенону з деякими ідентифікованими спектральними лініями в ВУФ і УФ діапазонах з розрахованими кутами дифракції та відповідними довжинами хвиль для трьох порядків дифракції ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$).

Слід зазначити, що в отриманому спектрі спостерігаються лінії високо іонізованого ксенону (Xe IV-VII). Найкоротша довжина хвилі, яка була зареєстрована в спектрах, відповідає куту дифракції $(90^\circ - \beta) = 27.88^\circ$. Ця величина незначно відрізняється від теоретичних розрахунків (26.52°) для $\lambda = 13.5$ нм. Тому, навіть враховуючи всі можливі експериментальні похибки, можна стверджувально говорити про наявність в спектрі ВУФ випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 13.5$ нм, характерної для десятикратно іонізованого ксенону (Xe XI). Наявність таких іонів означає, що в каналі МПК температура електронів знаходиться в діапазоні 35-100 еВ.

Разом з тим в подальших роботах з прикладної проблеми ВУФ літографії необхідне проведення більш складних і клопітких вимірювань з часовою роздільною здатністю, використовуючи мікроканальну пластину, яка чутлива в ВУФ області спектра.

Аналіз отриманих результатів показує, що в експериментальному спектрі (рис. 3.27) чітко ідентифікуються лінії високоіонізованого ксенону Xe IV-IX, що дає підстави очікувати температуру в області компресії на рівні ≥ 20 еВ.

Для визначення правильного положення детектора (МКП, плівка) і ідентифікації спектра нижче представлені результати теоретичних розрахунків для довжини хвилі $\lambda = 13.5$ нм. Показано, що кут дифракції, відрхований від решітки дорівнює 24.36° – для першого порядку дифракції ($k = 1$), 26.52° – для другого порядку дифракції ($k = 2$), 28.53° – для третього порядку ($k = 3$).

Такий аналіз клопітка і складна робота і вже сам факт отримання спектрів в цьому діапазоні важливий для вивчення плазмових потоків, що пінчуються. Детальне вивчення ВУФ-випромінювання розрядів в МПК є самостійною задачею, що виходить за рамки даної дисертаційної роботи.

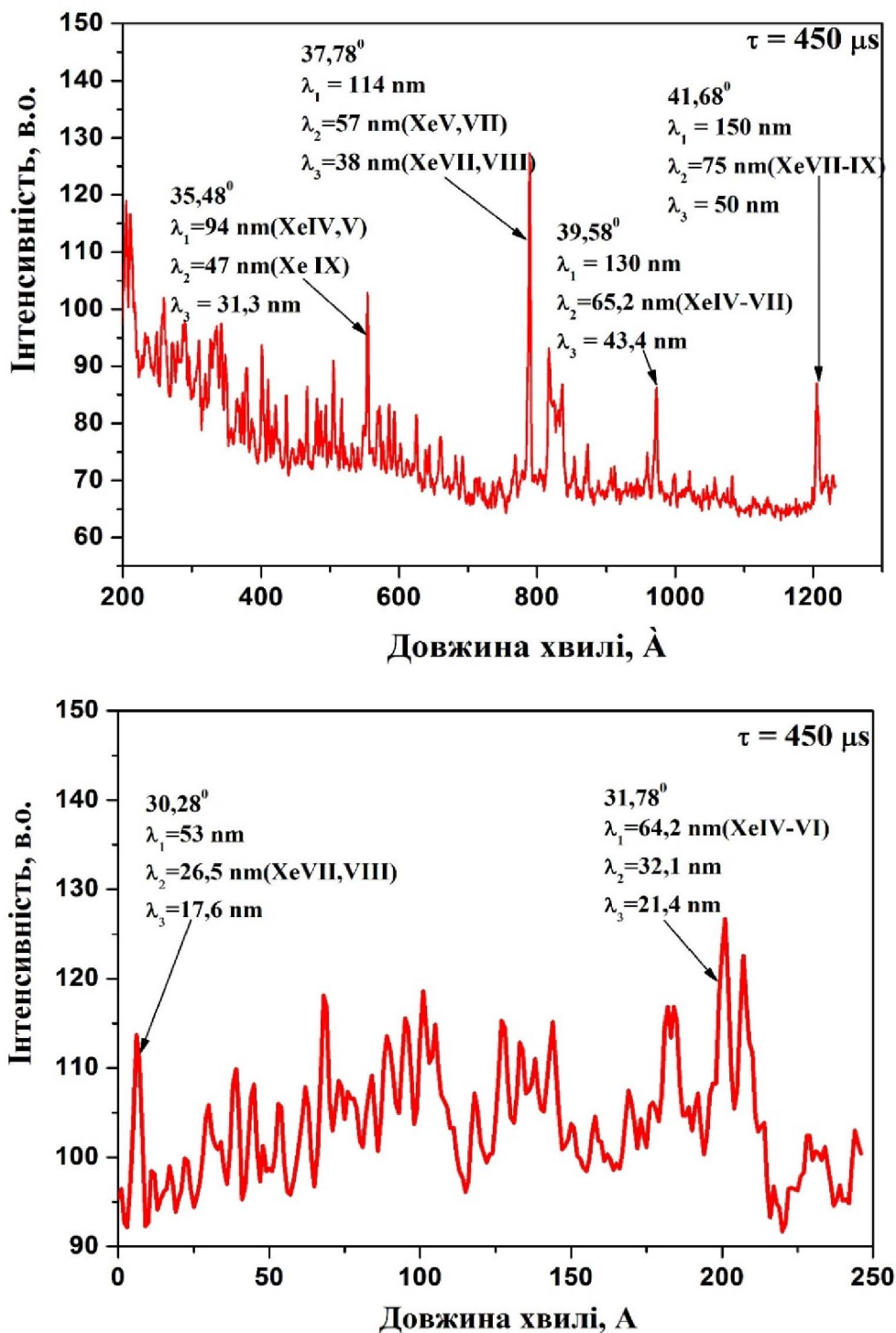


Рис. 3.27 Спектр ксенону в ВУФ і УФ діапазонах, зареєстрований на відстані 4 см від зрізу зовнішнього електроду

Що стосується зареєстрованого довгохвильового крила спектру в діапазоні довжин хвиль 2450-2750 Å, то отримані спектральні дані порівнювалися з теоретично розрахованими для Хе II і Хе III (рис. 3.28). Легко бачити, що найбільш інтенсивні спектральні лінії іонів (Хе II, Хе III) спостерігаються в першому порядку дифракції ($k=1$) хоча параметри дифракційної решітки повинні забезпечувати найбільш інтенсивний спектр в другому порядку дифракції ($k=2$). Цей факт вказує на те, що процедура ідентифікації спектрів в УФ і ВУФ діапазонах є нетривіальним завданням і повинна проводитися, враховуючи всі можливі порядки дифракції.

Наявність ВУФ випромінювання в короткохвильовій області ($\lambda = 135$ Å), обраної в якості базової для застосування в літографії може бути темою окремих експериментів в області плазмових технологій.

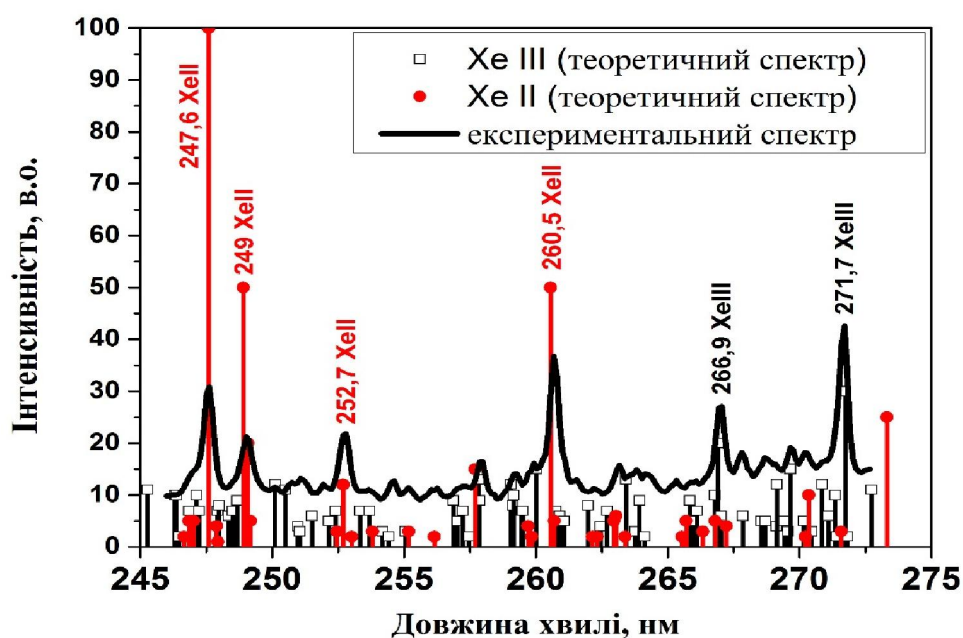


Рис. 3.28 Теоретичний і експериментальний спектри ксенону в діапазоні 2450 - 2750 Å

3.5 Висновки до розділу

1. Оптичні вимірювання показали визначальний вплив початкових умов ініціювання імпульсного розряду на процеси генерації, прискорення і стиснення плазми і дозволили вибрати оптимальні, з точки зору

випромінювальних характеристик, сценарії розвитку розряду в МПК і формування щільної зони компресії при роботі на газах з різною атомною масою – азоті, ксеноні і сумішах газів. Шляхом варіювання часу затримки між напуском робочого газу і подачею високої напруги в розряд показана можливість контролю вмісту домішок (матеріали ізоляторів і електродів) в потоках плазми.

2. Проаналізовано особливості формування області компресії на легкому і важкому робочих газах. Показано, що при використанні азоту область компресії формується в міжелектродному просторі, а на ксеноні вона значно відсувається від електродів. Визначено максимальні плазмові параметри, що досягаються в області компресії при роботі на газах з різною масою.

3. Показано, що в повільних режимах роботи МПК при імпульсному напуску можлива реалізація асимптоти плазмодинамічного фокуса, коли спостерігається сплеск на струмі і напрузі, що свідчить про нагрівання стислої плазми і зростання питомого опору в процесі руйнування пінча.

4. Виявлено вплив ефекту самопоглинання спектральних ліній ксенону на значення електронної густини плазми. Визначено, що величина електронної густини завищується на 20-30 % при використанні ліній ксенону, що зазнають самопоглинання. Розроблено методику урахування ефекту самопоглинання при визначенні густини ксенонової плазми.

5. Вперше використані методи реєстрації ВУФ-випромінювання на основі оптико-емісійної спектроскопії для аналізу потоків щільної замагніченої плазми, що генерується МПК і ідентифікації короткохвильового випромінювання плазмового шнура. Показано наявність високоіонізованих іонів ксенону аж до Хе IX в області пінчування потоку.

Розвинені методики аналізу та інтерпретації спектрів в ВУФ-діапазоні. Встановлено, що визначальне значення для їх інтерпретації мають кути дифракції диспергуючого елемента.

Результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях здобувача: [4-6, 10, 14]

РОЗДІЛ 4

ПІНЧ-РОЗРЯДИ МПК ПРИ РОБОТІ НА ФОНОВОМУ ГАЗІ НА ПРИКЛАДІ ГЕЛІЮ ТА АРГОНУ. ОСОБЛИВОСТІ ДИНАМІКИ ПЛАЗМИ ПРИ ЛОКАЛЬНІЙ ІНЖЕКЦІЇ КСЕНОНУ В ОБЛАСТЬ КОМПРЕСІЇ

4.1 Пінч-розряди МПК на фоновому газі гелії (He) при різних тисках

Для аналізу процесів, що відбуваються при розвитку розряду на сумішах різних газів, наприклад, в найпростішому випадку, комбінації важкого і легкого газів, необхідно в першу чергу розуміння особливостей динаміки розряду на тому чи іншому фоновому газі і параметрів подібності для розрядів на газах різної маси.

Експерименти проводилися з буферним газом гелієм, який напускався в вакуумну камеру перед розрядом. Експерименти проводилися при тисках гелію у вакуумній камері 2 і 10 Торр для визначення впливу початкових умов ініціювання розряду на формування області компресії в плазмовому потоці.

Густина плазми визначалася по штарківському розширенню спектральної лінії He II 4685 Å. Температура електронів оцінювалася по відношенню інтенсивності лінії He II 4685 Å до інтенсивності суцільного спектру. Вимірювання з роздільною здатністю в часі 1 мкс проводились уздовж осі плазмового потоку, тому оцінки давали значення температури, усереднене уздовж лінії спостереження [80].

Оптична схема для реєстрації випромінювання представлена на рис. 4.1. Поздовжні розподіли були отримані з використанням в даній схемі вимірювань поворотної призми, яка розгортала щілину реєстрації випромінювання уздовж руху плазмового потоку. Поворотна призма забиралася для отримання радіальних хордових розподілів.

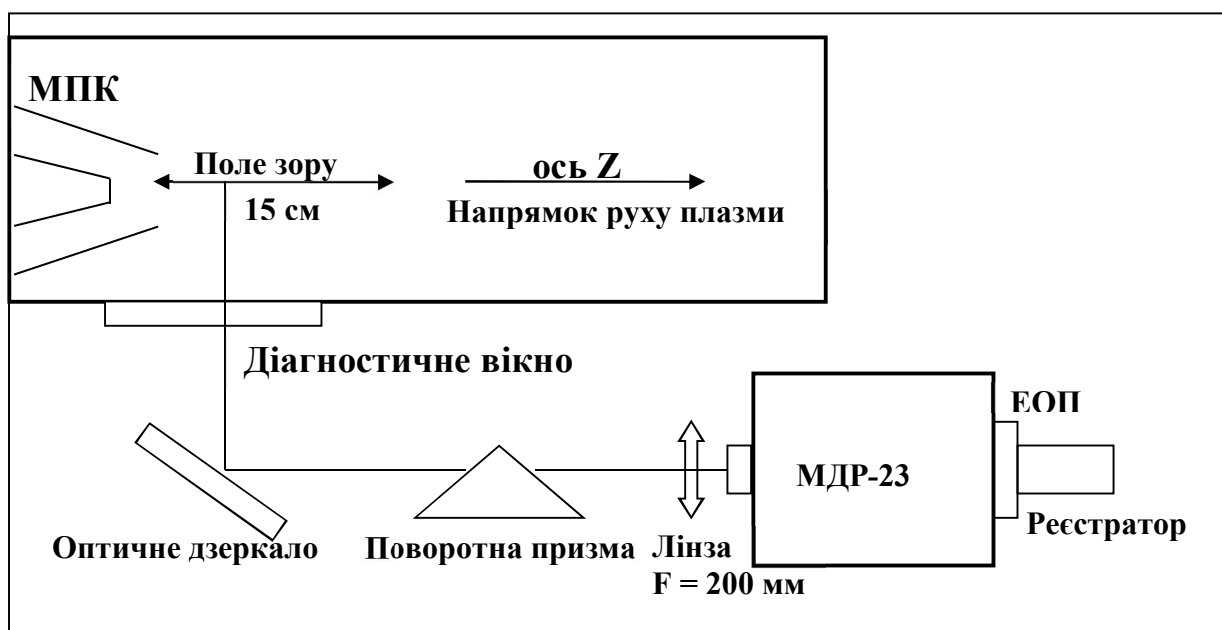


Рис. 4.1 Оптична схема реєстрації випромінювання плазми з поворотною призмою для отримання поздовжніх розподілів густини

На рис. 4.2 наведено розподіл густини плазми уздовж осі системи в момент часу $t = 10$ мкс для зазначених початкових тисків в робочій камері МПК. Видно, що густина плазми має максимум на відстані 4-7 см від зрізу центрального електрода незалежно від величини початкового тиску робочого газу. При залишковому тиску гелію у вакуумній камері 2 Торр густина досягає $N_e = (2-3) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При тиску 10 Торр густина зменшується до $N_e = (7-9) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

При цьому на границях області пінчування, на відстані $z = 3$ см, що відповідає зрізу зовнішнього електрода, і на відстані $z > 10$ см густина плазми слабо залежить від величини залишкового тиску робочого газу і складає $N_e = (3-4) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ та $N_e = (1-2) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ відповідно.

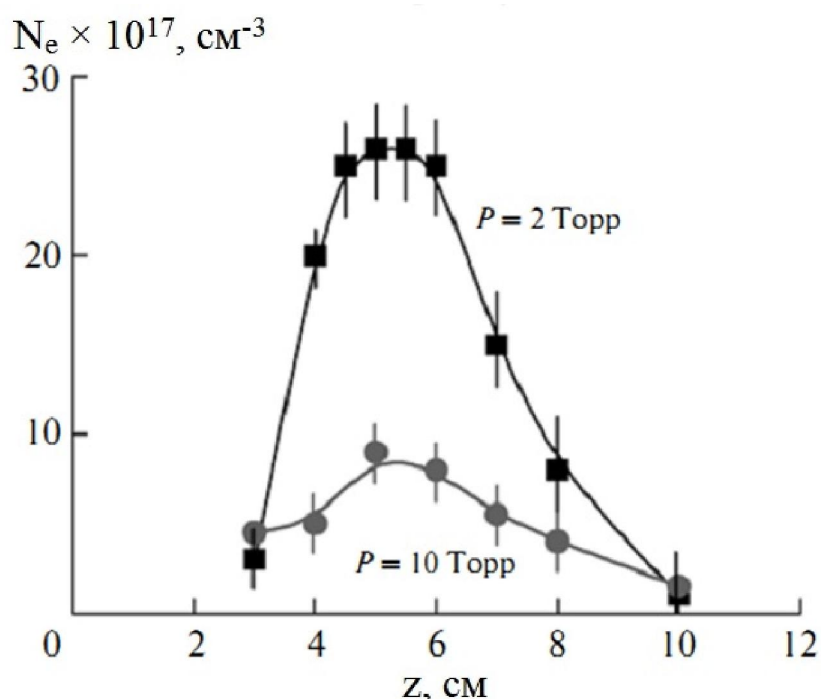


Рис. 4.2 Розподіл густини плазми в потоці
уздовж осі системи для моменту часу 10 мкс

Рис. 4.3 ілюструє часові залежності густини плазми, виміряні на відстані 5 см від зрізу центрального електрода для досліджуваних режимів МПК. При тиску гелію 2 Торр область компресії починає формуватися на 5-6 мкс від початку розряду і густина плазми зростає на порядок величини $N_e = (2-3) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ до моменту часу $t = 10 \text{ мкс}$. Надалі, по мірі розвитку розряду, величина густини плазми зберігається на цьому рівні протягом 20 мкс, а далі, до 35-ої мкс густина плазми зменшується до $N_e = (4-6) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Зі збільшенням фонового тиску гелію до 10 Торр залежність густини плазми від часу істотно змінюється. Максимальна величина густини плазми в зоні компресії $N_e = (2-4) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ спостерігається в момент часу $t = 5 \text{ мкс}$ практично на зрізі зовнішнього електрода МПК. Надалі, густина плазми зменшується до величини $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до моменту часу $t = 34 \text{ мкс}$.

При тиску гелію 2 Торр плазмовий потік прискорювався в каналі і виходив на зріз аноду зі швидкістю $v = (2-3) \times 10^7 \text{ см/с}$. Через 2-3 см, в області локального максимуму густини, швидкість потоку різко зменшувалася до

$v \leq 10^6$ см/с. Після проходження потоком області з максимальною густиною, швидкість потоку плавно зростала до величини $v \approx 10^7$ см/с на $z > 15$ см [8]. Очевидно, при цьому фоновому тиску гелію реалізується квазістаціонарний компресійний режим роботи МПК з високою густиною плазми, гальмуванням потоку плазми в області компресії і прискоренням його за межами області компресії.

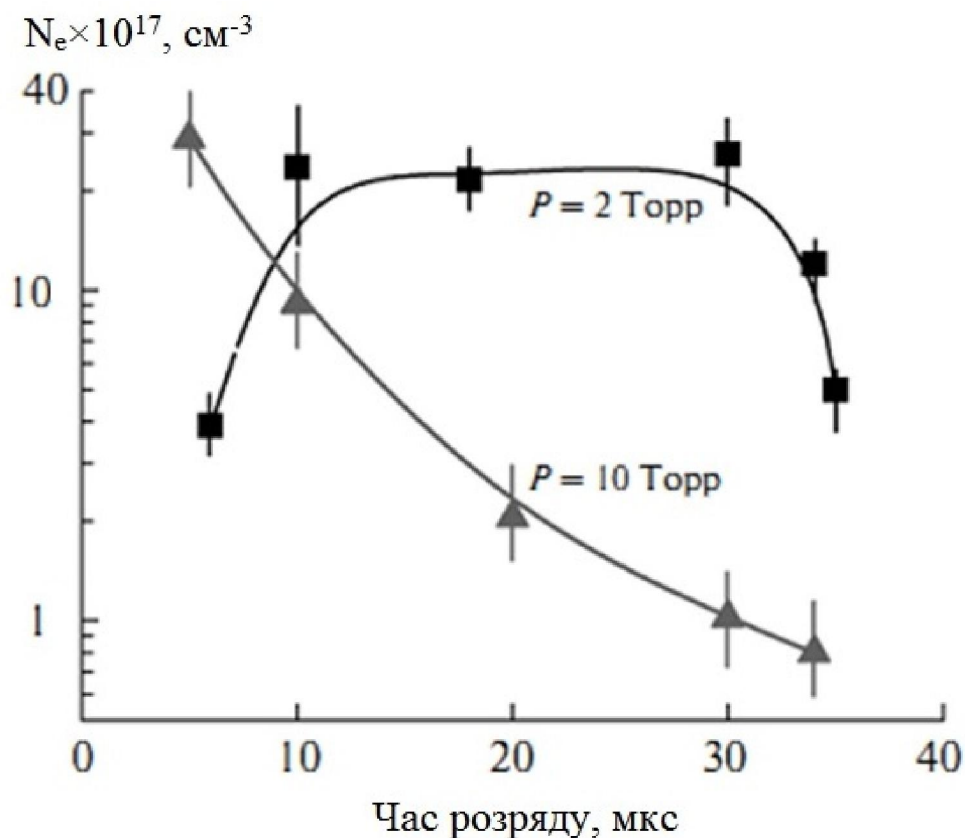


Рис. 4.3 Залежності густини плазми від часу на відстані 5 см від зрізу МПК

При тиску гелію 10 Торр швидкість потоку плазми практично не залежить від відстані від електродів і становить $v \approx 10^7$ см/с. Електронна температура, виміряна спектроскопічними методами в каналі МПК та периферійних частинах потоку (поза областю компресії), знаходиться на рівні 3-5 еВ.

Крім цього, за допомогою реконструкції течії струмів виносу, експериментально було визначено, що в компресійних режимах роботи спостерігається ефект витіснення магнітного поля із зони компресії [8]. У прискорювальних режимах роботи МПК, при відносно низькій густині і високій швидкості плазмового потоку, витіснення магнітного поля не спостерігалось.

4.2 Дослідження компресійних плазмових потоків при роботі МПК на аргоні (Ar)

Для досліджень особливостей розвитку пінч-розрядів МПК на важких газах, в якості фонового газу було обрано аргон, так як його атомна маса $A_{Ar} = 40$ а.о.м. в десять раз більше маси гелію $A_{He} = 4$ а.о.м., що зручно для порівняння та аналізу отриманих результатів. Крім цього, аргон, як і ксенон, має велику кількість спектральних ліній, як у видимій області спектра, так і в діапазоні вакуумного ультрафіолету, що, безсумнівно, корисно при аналізі випромінювальних характеристик області компресії в діапазоні довжин хвиль ВУФ-випромінювання.

Для виявлення впливу початкових умов ініціювання розряду на процеси генерації компресійних потоків плазми і їх параметри в зоні компресії експерименти проводилися при різних початкових тисках робочого газу. Для подальшої можливості порівняння отриманих результатів в якості базових були обрані значення тиску аргону 0.2, 0.5 та 1 Торр, які вибиралися відповідно до досліджених раніше режимів роботи МПК на гелії. Експерименти були проведені і для більших тисків аргону 2, 5 та 10 Торр, але результати показали, що в цих режимах роботи зменшується як інтенсивність спектрів, так і кількість спектральних ліній аргону [15].

Спектральні дослідження потоків аргонної плазми проводились в діапазоні довжин хвиль 3500-5500 Å, де знаходиться достатня кількість спектральних ліній аргону, використовуючи які може проводитися розрахунок

густини за ефектом Штарка в потоці плазми і аналіз її еволюції під час розряду (рис. 4.4).

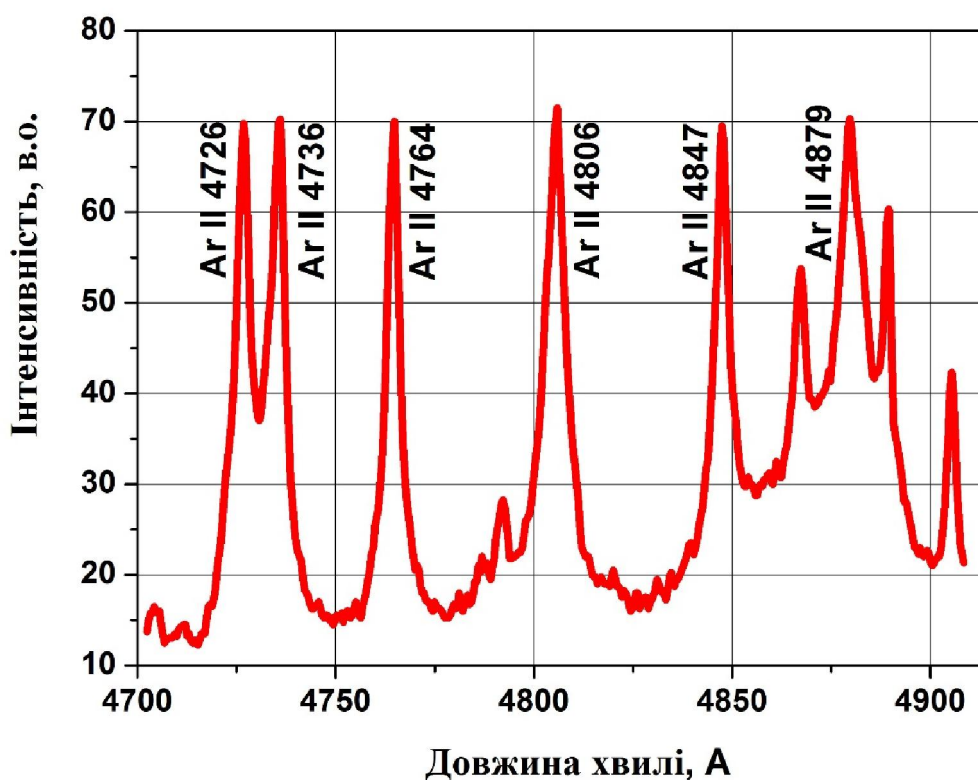


Рис. 4.4 Інтегральний спектр іонів аргону
в діапазоні довжин хвиль 4700 - 4900 Å

Вибрані лінії Ar II – 4228 Å та 4806 Å, отримані з інтегральних спектрів, використовувалися для проведення усереднених в часі оцінок розподілів густини в потоці плазми.

З результатів спектроскопічних вимірювань (рис. 4.5) випливає, що найбільш висока електронна густина $N_e = 3.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ спостерігається при тиску буферного газу $P(\text{Ar}) = 1 \text{ Торр}$, що вказує на компресійний режим роботи, де формується явно виражена область стиснення і досягаються високі параметри плазми.

Для двох інших початкових тисків 0.2 і 0.5 Торр, електронна густина була на рівні середньої по потоку і становила $N_e = (3-6) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Радіальні

залежності густини виявилися досить симетричними навіть на виході з електродної системи, поза зоною компресії.

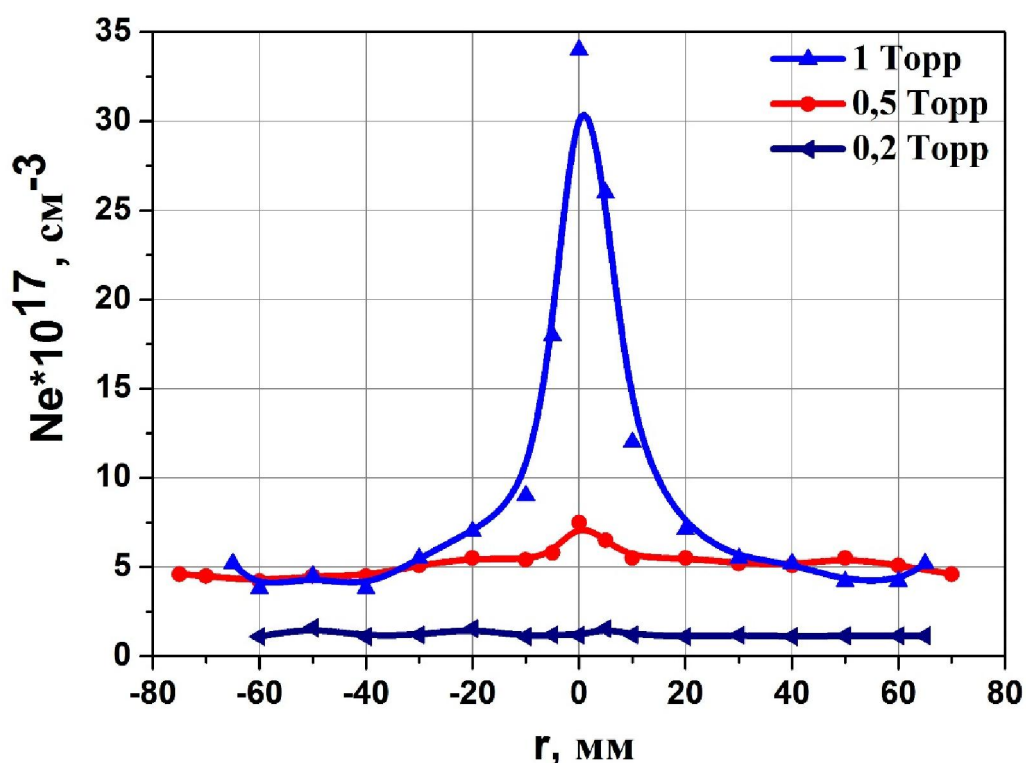


Рис. 4.5 Радіальні розподіли густини в області компресії для різних початкових тисків аргону на відстані 3 см від катоду

Для вивчення динаміки плазми протягом розряду МПК була досліджена часова еволюція радіальних розподілів електронної густини плазми в області компресії (рис. 4.6). Вимірювання для початкового тиску $P(\text{Ar}) = 1$ Торр проводилися на відстані 3 см від зрізу центрального електрода системи, в безпосередній близькості від зони компресії. Час експозиції кадру складав $t_{\text{експ}} = 1$ мкс. Отримані дані вказують на наявність флуктуацій густини поблизу формування області компресії. У максимумах, на 7-10 мкс після ініціювання розряду, густина досягає $N_e = (4.5-5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, мінімальна ж величина густини у приосьовій області також була високою і перевищувала $N_e = (2.5-3) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Разом з тим дані вимірювання показують, що на відстані 2-5 см від осі потоку густина також спадала лише до $N_e = (1-1.5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в

проміжку часу, що розглядався. Це можна пояснити тим, що область вимірювань в даному випадку зміщена відносно центру зони компресії і відповідає області неповного фокусування потоку на осі. Отримані залежності добре узгоджуються з радіальними розподілами (рис. 4.5).

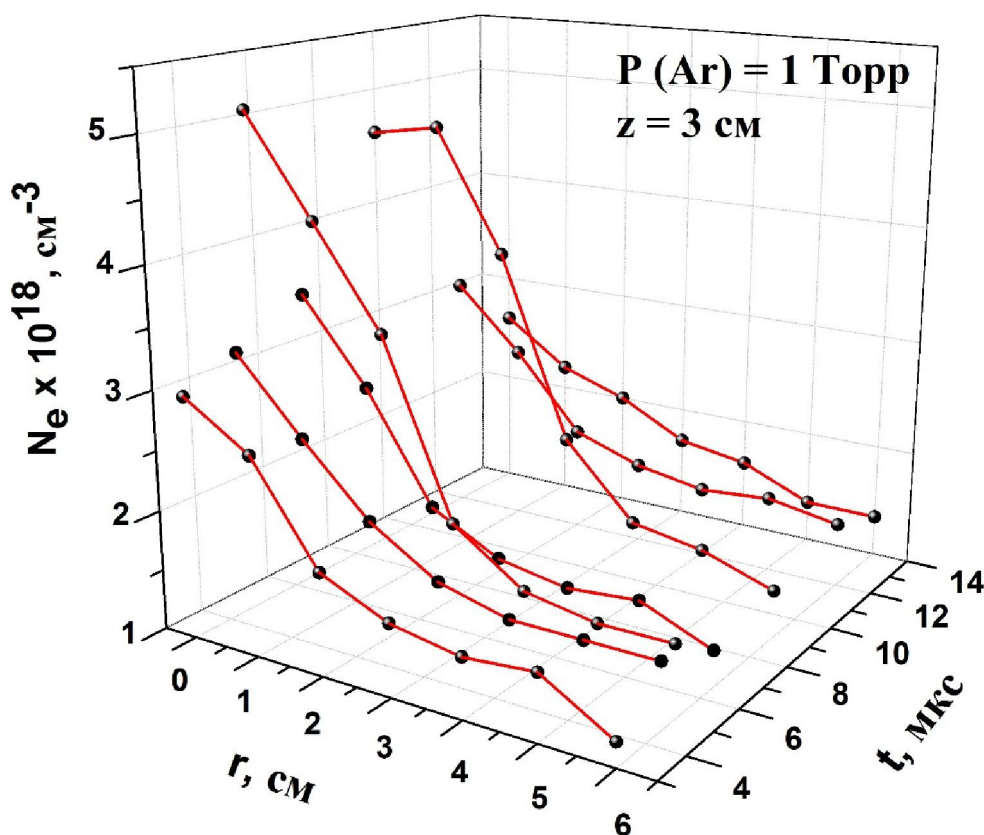


Рис. 4.6 Часова поведінка електронної густини плазми при тиску

$P(\text{Ar}) = 1 \text{ Torr}$ на відстані 3 см від катоду, $t_{\text{експ}} = 1 \text{ мкс}$

Детальний аналіз динаміки розвитку розряду на аргоні, який ілюструє вплив початкового тиску газу на генерацію компресійних потоків плазми в МПК, був проведений за допомогою високошвидкісної фотореєстрації (рис. 4.7). Отримані дані вказують на значну відмінність в еволюції розрядів і формування області компресії при роботі на різних тисках. Самі по собі фотографії не можуть дати однозначну відповідь про найбільш оптимальні режими роботи, але при зіставленні їх з результатами вимірювань густини, а

також для візуалізації процесів, що відбуваються під час розрядів, вони виявляються корисними в інтерпретації ефектів, які спостерігались.

Отже, при тиску $P(\text{Ar}) = 1$ Торр чітко спостерігається щільне плазмове утворення і яскраве випромінення, що вказує на інтенсивне стиснення плазмового потоку, яке можливо супроводжується формуванням ударної хвилі з області компресії, як видно на 14-й та 15-й мкс.

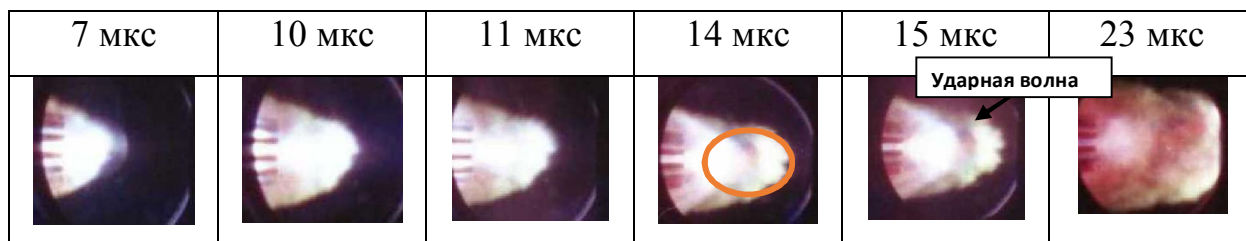


Рис. 4.7. а) Динаміка плазмового потоку за зрізом МПК.

Початковий тиск аргону $P(\text{Ar}) = 1$ Торр

При початковому тиску $P(\text{Ar}) = 0.2$ Торр, навпаки, видно сильно розріджена плазма без видимої структури потоку і слабке дифузне плазмове випромінення.

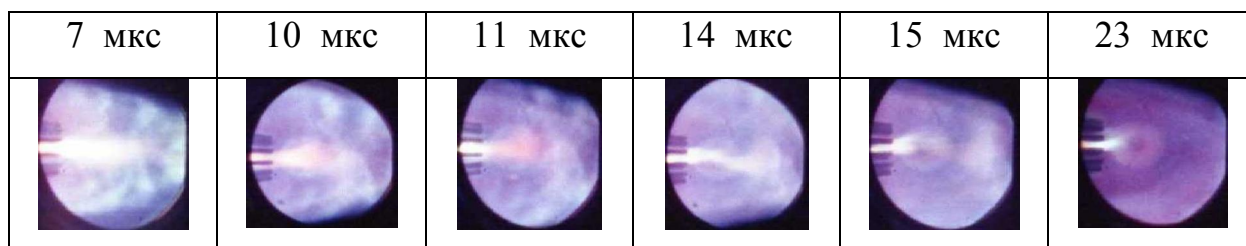


Рис. 4.7. б) Динаміка плазмового потоку за зрізом МПК.

Початковий тиск аргону $P(\text{Ar}) = 0.2$ Торр

Розвиток розряду при тиску $P(\text{Ar}) = 0.5$ Торр нагадує певний проміжний варіант між двома вищеописаними. З одного боку, чітко видно, що в цьому режимі плазмовий потік помітно щільніше ніж на $P(\text{Ar}) = 0.2$ Торр, а також спостерігається більш інтенсивне випромінення, але ці параметри значно

нижчі ніж при $P(\text{Ar}) = 1$ Торр. Крім того, вищеописані вимірювання густини (рис. 4.5) добре узгоджуються з цими результатами. Найбільша густина, як і найінтенсивніше випромінювання плазми спостерігалось при тиску $P(\text{Ar}) = 1$ Торр.

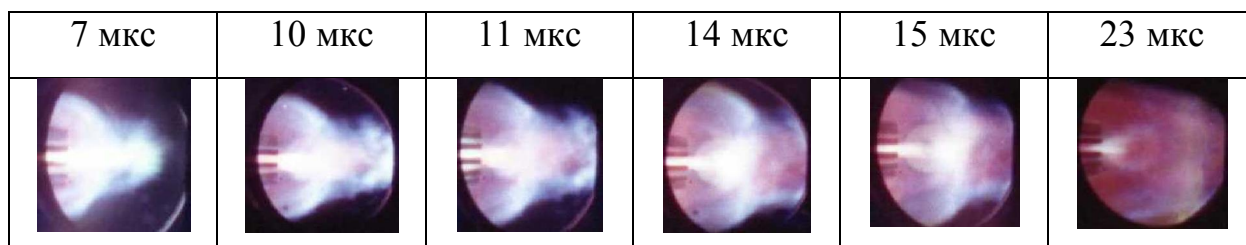


Рис. 4.7. в) Динаміка плазмового потоку за зрізом МПК.

Початковий тиск аргону $P(\text{Ar}) = 0.5$ Торр

4.3 Порівняння експериментальних результатів, отриманих при роботі МПК на гелії і аргоні

Вимірювання просторових розподілів електричних струмів і магнітних полів, тобто просторових розподілів електромагнітних сил – фундаментальне плазмодинамічне завдання. Динаміка плазмових потоків, що генеруються будь-якою плазмодинамічною системою, обумовлена, в першу чергу, впливом електромагнітних сил, що призводять до прискорення або стиснення плазмових потоків. Таким чином, цей аналіз важливий для розуміння процесів, що викликають прискорення або стиснення плазми. Явно виражена зона стиснення є відмінною рисою плазмових потоків, що самі стискаються. Інформація про процес формування зони компресії дає можливість контролювати її просторове положення і зменшувати кількість домішок, які надходять в плазмовий потік з поверхонь електродів, що важливо для технологічних застосувань таких систем (напр. в літографії).

Аналізувалося два головних механізми, які можуть призводити до формування області компресії плазмових потоків, що генеруються МПК [7, 8].

Перший – динамічний механізм, який залежить від швидкості плазмового потоку. Інший механізм, який залежить від початкових умов експерименту, полягає в тому, що область компресії формується під впливом електромагнітних сил і їх просторових розподілів. Потрібно зауважити, що для таких систем як МПК, швидкість плазмового потоку (v) залежить від розрядного струму (I_p) і масових витрат газу (\dot{m}) як $v \sim I_p^2 / \dot{m}$ [36]. У той же час, розрядна напруга (U_p) залежить від I_p та \dot{m} як $U_p \sim I_p^3 / \dot{m}$. Процес формування зони стиснення в залежності від початкової концентрації робочого газу досліджувався при одному і тому ж значенні швидкості потоку плазми. Як випливає з рівняння Бернуллі, густина плазми в області компресії залежить від початкової концентрації робочого газу як $N_{o.k.} \sim 1/\sqrt{N_0}$, де $N_{o.k.}$ – концентрація плазми в області компресії, N_0 – початкова концентрація частинок робочого газу [8].

Велика кількість експериментальних, теоретичних і чисельних досліджень плазмових потоків було виконано для профільованих каналів плазмових пристроїв. Але чіткі критерії вибору початкових умов і геометрії прискорювального каналу так і не були сформульовані для отримання компресійних потоків з параметрами (зокрема густини електронів) близькими до теоретично розрахованої максимальної межі для області стиснення [7, 8, 36, 101-104]. Метою дослідження був аналіз основного механізму формування зони стиснення і впливу початкової концентрації робочого газу на густину плазми в області компресії і її положення.

Експерименти проводилися при роботі МПК на фонових газах – гелії та аргоні. Початковий робочий тиск варіювався в межах від 0.2 до 10 Торр. Початкові умови вибиралися шляхом зміни тиску робочого газу, в той час як масові витрати залишалися постійними ($\dot{m} \sim M_i N_0$), де M_i – маса іона, N_0 – початкова концентрація (кількість частинок) робочого газу, що вдалося досягти використанням різних робочих газів He і Ar, атомна маса яких відрізняється в 10 разів.

Електронна густина плазми, виміряна вздовж розповсюдження плазмового потоку, розраховувалася з квадратичного штарківського уширення спектральних ліній робочих газів Ar II (4228 Å) і He II (4685 Å) [105 - 109]. Поведінка електронної густини плазми при роботі на аргоні і гелії показана на рис. 4.8. Максимум густини досягав $N_e = (3-5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ і був виміряний на відстані 7-8 см від кінця електродів при початковому тиску аргону $P(\text{Ar}) = 1 \text{ Торр}$. При використанні гелію, його початкова концентрація була в 10 разів більше в порівнянні з концентрацією аргону, а густина плазми в зоні компресії зменшувалася в 3-5 раз. Для гелію, при тиску $P = 10 \text{ Торр}$, максимальна густина досягала $N_e = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Невеликий пік густини, що спостерігається в цьому режимі, зміщувався ближче до електродів і знаходився на відстані 5-6 см від них.

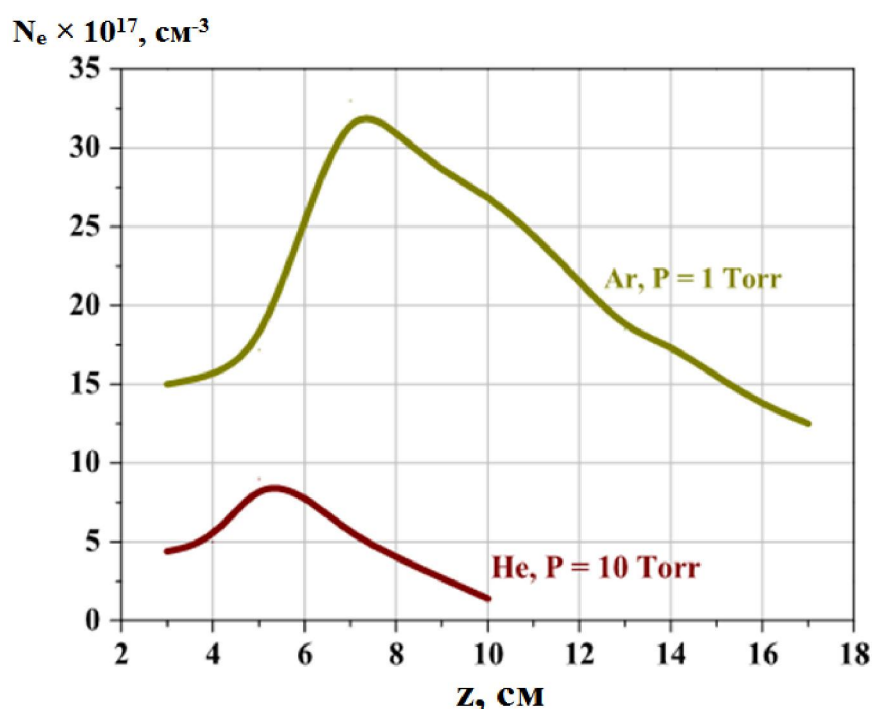


Рис. 4.8 Розподіл електронної густини плазми для потоків Ar та He плазми вздовж осі z в момент $t = 10 \text{ мкс}$

Проведений аналіз просторових розподілів електричного струму в плазмових потоках, показав сильну залежність від початкового тиску газу у вакуумній камері.



Рис. 4.9. а) Просторові розподіли електричних струмів у плазмовому потоці $P(\text{He}) = 2$ Торр. $t = 10$ мкс. Цифри біля ізоліній струму показують його величини в кА

Для визначення компресійного режиму при роботі на фоновому газі гелії проведені дослідження при меншому тиску. При $P(\text{He}) = 2$ Торр (рис. 4.9. а) на відстані 5 – 10 см від катода спостерігалось витіснення електричного струму з приосьової області, що вказує на формування зони компресії. У цій області створюється електромагнітна сила ($F_A \sim jH_\phi$), плазмовий потік сповільнюється, а центральна частина плазмового потоку притискається до осі системи, чого не спостерігалось для тиску гелію $P = 10$ Торр (рис. 4.9. б) описаного нижче і свідчить про відсутність зони компресії.

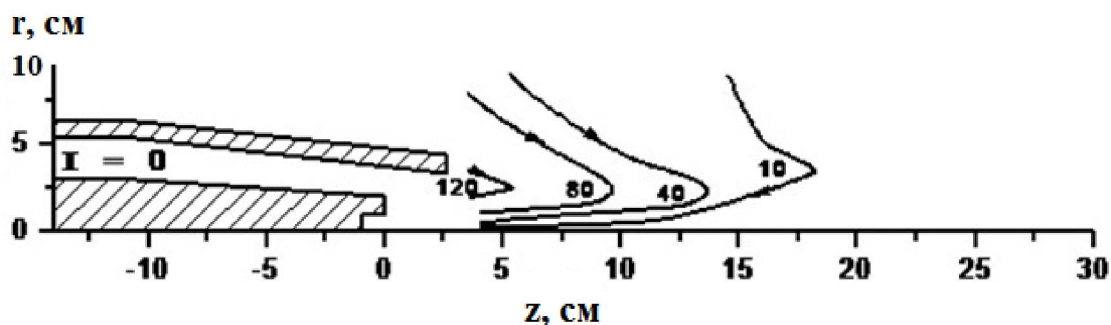


Рис. 4.9. б) Просторові розподіли електричних струмів у плазмовому потоці $P(\text{He}) = 10$ Торр. $t = 10$ мкс. Цифри біля ізоліній струму показують його величини в кА

Під тиском аргону $P(\text{Ar}) = 1$ Торр (компресійний режим) в розподілі струмів на рис. 4.9. в) спостерігається витіснення струму як на рис. 4.9. а), що підтвердило існування області компресії. В цьому режимі роботи МПК масові витрати були такими ж, як і на гелії з тиском 10 Торр. Швидкість плазми на виході з прискорювача була однаковою для цих двох режимів. Таким чином, визначено, що розподіл електромагнітних сил в потоці плазми визначається, головним чином, концентрацією початкового робочого газу.



Рис. 4.9. в) Просторові розподіли електричних струмів у плазмовому потоці $P(\text{Ar}) = 1$ Торр. $t = 10$ мкс. Цифри біля ізоліній струму показують його величини в кА

4.4 Плазмові параметри при локальній інжекції ксенону в сформовану на гелії зону компресії

У ряді важливих технологічних застосувань щільної замагніченої плазми, наприклад, при використанні компресійних потоків плазми в якості потужних джерел рентгенівського або екстремального ультрафіолетового випромінювання, існує потреба «керування» параметрами області компресії і її геометричними розмірами (тобто збільшити температуру і густину в області фокуса або «відсунути» її від електродів і т.д.). Ще одним важливим завданням є необхідність зменшити резонансне поглинання випромінювання з щільної

гарячої області компресії периферійним шаром холодної плазми, і тим самим істотно збільшити потужність випромінювання плазмового джерела. В цьому випадку необхідні комплексні дослідження динаміки плазми при різних сценаріях інжекції випромінюючого компонента в область компресії, наприклад, комбіновані розряди на легкому газі з локальною інжекцією важкого газу в область компресії. Так, наприклад, було показано, що з метою збільшення виходу потужності випромінювання плазми в ВУФ і видимому діапазонах, може бути використана додаткова локальна інжекція газу безпосередньо в область компресії [110, 111].

При роботі на буферному газі, сценарій ініціювання розряду в магнітоплазмовому компресорі виглядав наступним чином: вакуумна камера, за допомогою клапана подачі буферного газу, наповнювалася гелієм до тиску 2-10 Тор. Гелій використовувався як основний робочий газ для ініціювання розряду. Генерований потік гелієвої плазми при стисненні формував зону компресії на осі за зрізом електродів МПК. Інжекція нейтрального ксенону здійснювалася вздовж осі потоку в сформовану на буферному газі зону компресії через диверторний отвір центрального електрода (катода).

За результатами попередніх експериментів і проведеного аналізу процесів генерації ВУФ випромінювання для подальших досліджень було обрано режим з початковим тиском буферного газу $P(\text{He}) = 2 \text{ Торр}$ і додатковим напуском ксенону $\Delta V(\text{Xe}) = 7 \text{ см}^3$. Розрядний струм становив $I_p = 450 \text{ кА}$, а напруга на конденсаторній батареї $U_c = 20 \text{ кВ}$. Оптичні вимірювання проводилися на відстані $z = 6 \text{ см}$ від зрізу центрального електрода, що відповідало локалізації області компресії. Основна увага приділялася вивченню часової і просторової поведінки спектральних ліній ксенону, гелію і домішок, що випромінюють у видимій області спектра.

В отриманих спектрах ідентифіковані спектральні лінії Хе II-V, тобто, присутні іони більш високих ступенів іонізації, ніж у випадках, описаних в попередньому розділі з імпульсним напуском ксенону (максимальна стадія іонізації Хе III).

При інжекції ксенону безпосередньо в зону компресії спектральні лінії багатозарядних іонів ксенону випромінювали із приосьової області потоку, що відповідає максимальним значенням густини і температури. Приклад спектра показаний на рис. 4.10.

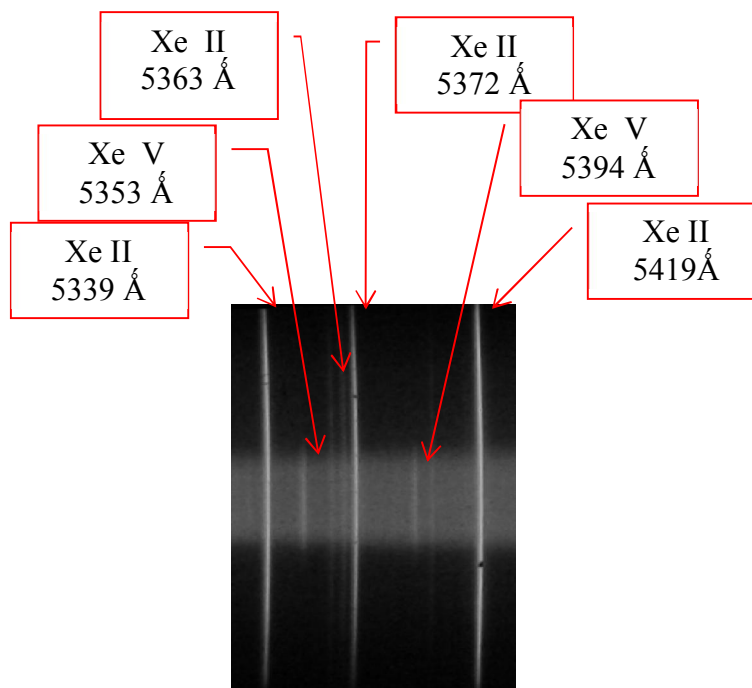


Рис. 4.10 Спектр випромінювання ксенонової плазми з зареєстрованими спектральними лініями Хе II і Хе V

Дослідження часової поведінки спектральних ліній ксенону проводилися при експозиції 1 мкс і з різними затримками відносно початку розряду. Детальний аналіз динаміки високоенергетичної частини плазмового потоку був проведений на прикладі випромінювання спектральних ліній Хе V, які відповідають гарячій та щільній частині (ядру) плазмового потоку і, тим самим, характеризують часову еволюцію зони компресії. Часові залежності штарківських ширин для ліній Хе V (рис. 4.11. а) ілюструє динаміку компресії плазми. Максимальні параметри в області стиснення досягаються на 5-6 мкс після початку розряду і через 1.5-2 мкс спадають.

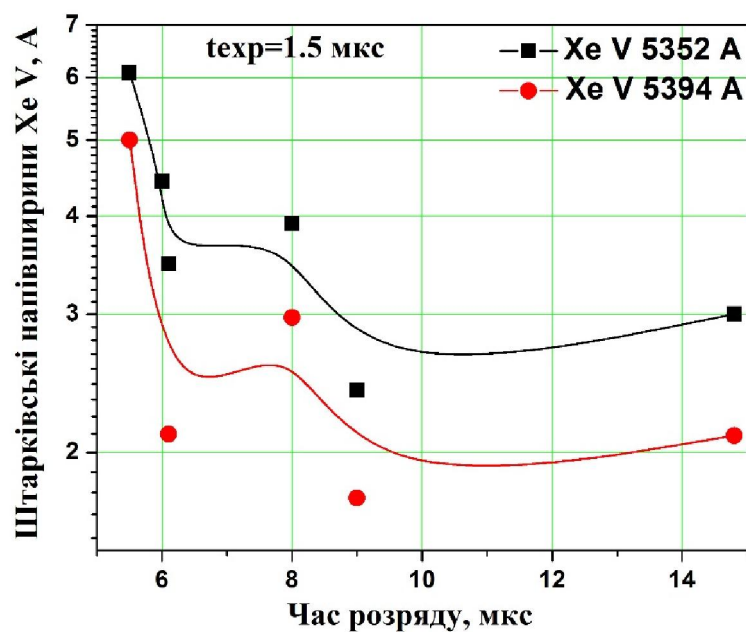


Рис. 4.11. а) Часовий розподіл штарківських напівширин He V, зареєстрованих на відстані 6 см від центрального електрода

Така поведінка добре корелює із поведінкою випромінювання, отриманою з фотодіодів AXUV в діапазоні довжин хвиль 12.2 – 15.8 нм (рис. 4.11. б) [112]. Наведені в [112] результати показують максимум випромінювання на 5-6 мкс від початку розряду і його спад до 15-ї мкс розряду.

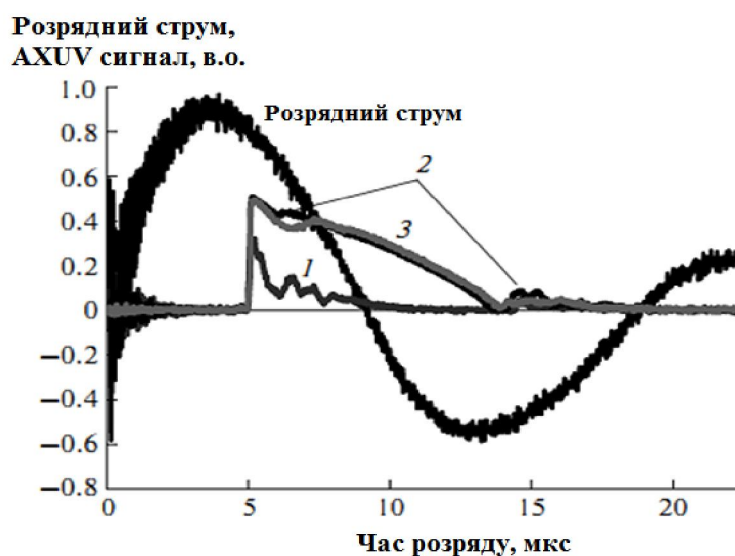


Рис. 4.11. б) Осцилограми розрядного струму та сигналів AXUV 20 Mo/Si (діапазон довжин хвиль 12.2 - 15.8 нм) для різних часових затримок:
1 - $\tau = 350$ мкс, 2 - $\tau = 600$ мкс, 3 - $\tau = 900$ мкс

Часова поведінка густини плазми в області компресії, розрахована з результатів хордових вимірювань штарківських напівширин спектральних ліній на відстані 6 см від зрізу центрального електроду МПК, представлено на рис. 4.12. Видно, що в процесі розвитку розряду на 6-7 мкс формується яскраво виражений максимум густини з $N_e = 7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, що практично збігається з максимумом випромінювання Хе V. До 10-ї мкс густина падає до $N_e = 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, після чого зазнає невеликих коливань під час розряду.

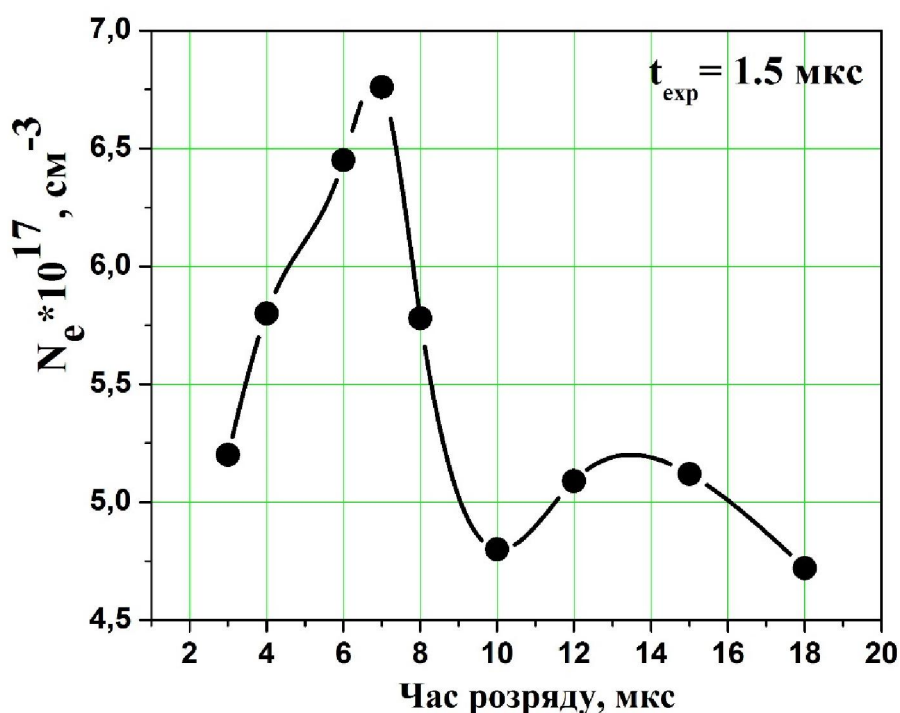


Рис. 4.12 Поведінка густини плазмового потоку в часі.

$z = 6 \text{ см}$ від кінця центрального електрода

Максимальні значення густини плазми були отримані з радіальних розподілів, які були розраховані на підставі хордових вимірювань випромінювання спектральних ліній з подальшим використанням зворотного перетворення Абеля. Застосування даної методики була обумовлена циліндричною симетрією плазмового потоку в цьому випадку. Приклад радіального розподілу при локальній інжекції ксенону в область компресії представлений на рис. 4.13.

Отримані результати показують, що в плазмовому потоці формується зона компресії з ефективним діаметром близько 1-1.5 см і максимальною густиною $(1-2) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При роботі на чистому гелії (фоновий газ) максимум густини лише трохи перевищував цю величину і становив $2.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При імпульсній роботі установки на чистому ксеноні максимум густини досягав $(5-7) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Розвиток розряду на фоновому газі з локальною інжекцією, близький за своєю динамікою до роботи на легкому газі, але додавання ксенону покращує випромінювальні характеристики плазми.

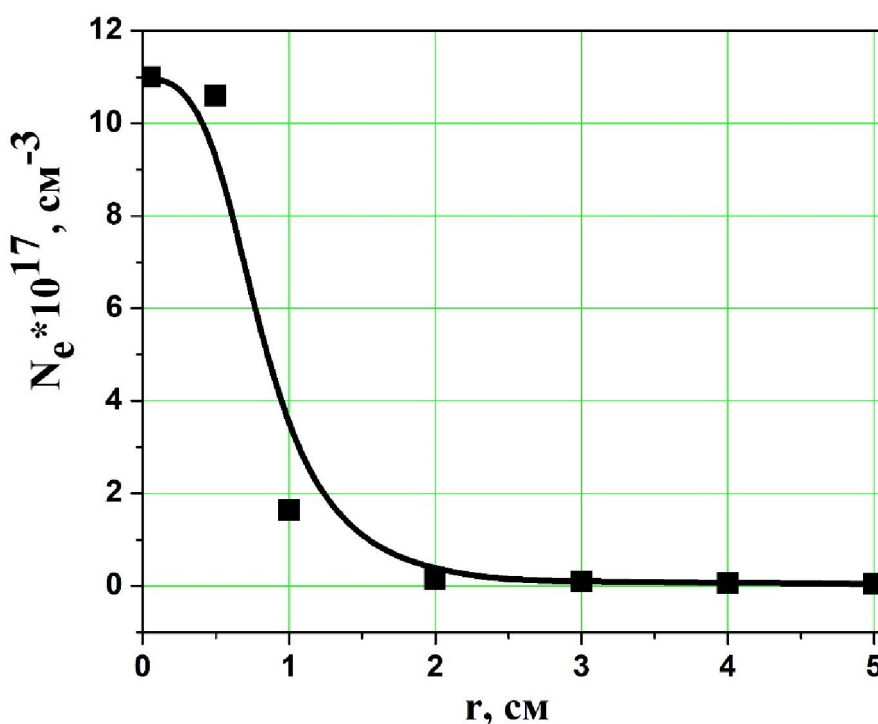


Рис. 4.13 Радіальний розподіл густини плазмового потоку в області компресії. $t = 7 \text{ мкс}$

Оцінки електронної температури в плазмовому потоці проведені по відношенню інтенсивностей спектральних ліній Хе III (3624, 3922, 3950, 3781 Å) і Хе II (5372, 5292, 5339, 4844, 4603 Å), які розраховувалися з інтегральних спектрів випромінювання плазми у видимому діапазоні, усереднених як за часом розряду, так і вздовж хорди спостереження. Оцінена

таким чином середня температура електронів в плазмовому потоці становила $T_e = 2.5-3$ еВ і практично не залежала від режимів роботи МПК, максимальне її значення досягалося в області компресії $T_{e\max} = 5-7$ еВ.

Із спектрів випромінювання було знайдено, що основними домішками в розряді були мідь і вуглець (Cu, C) які з'являлися в плазмовому потоці після ~ 10 мкс розряду, але спектральні лінії домішок не домінували в загальному спектрі.

Дані про часовий і радіальний розподіли густини плазми дозволили скласти повну картину її поведінки на відстані 6 см від центрального електроду, яка показана на рис. 4.14. Для роботи МПК при тиску буферного газу гелію $P(\text{He}) = 2$ Торр максимальна густина плазмового потоку перевищувала 10^{18} см^{-3} , що добре узгоджується з наведеним вище радіальним розподілом.

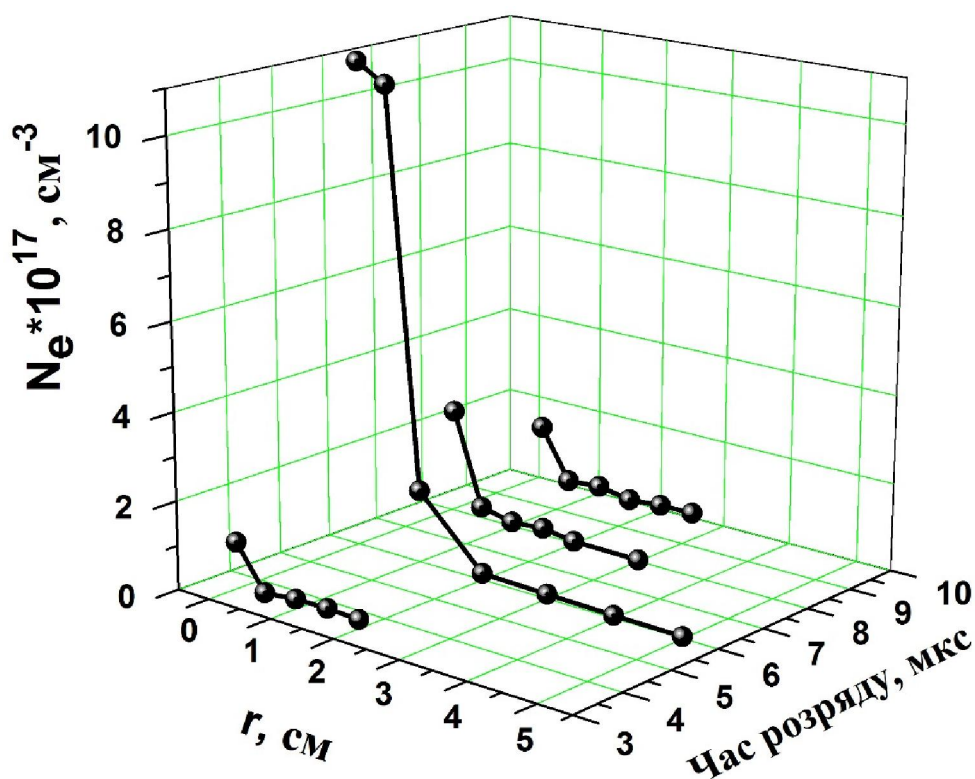


Рис. 4.14 Радіально-часовий розподіл електронної густини плазми

Високошвидкісна зйомка динаміки розряду з часовою роздільною здатністю 1 мкс забезпечила отримання необхідної інформації про часову

еволюцію області стиснення (рис. 4.15). Була виявлена особливість у розвитку розряду, яка може вказувати на існування ударної хвилі. Показано в [111], що формування похилої ударної хвилі в зоні компресії супроводжується виникненням вихорів струму, що, в свою чергу, впливає на динаміку плазми на виході з джерела.

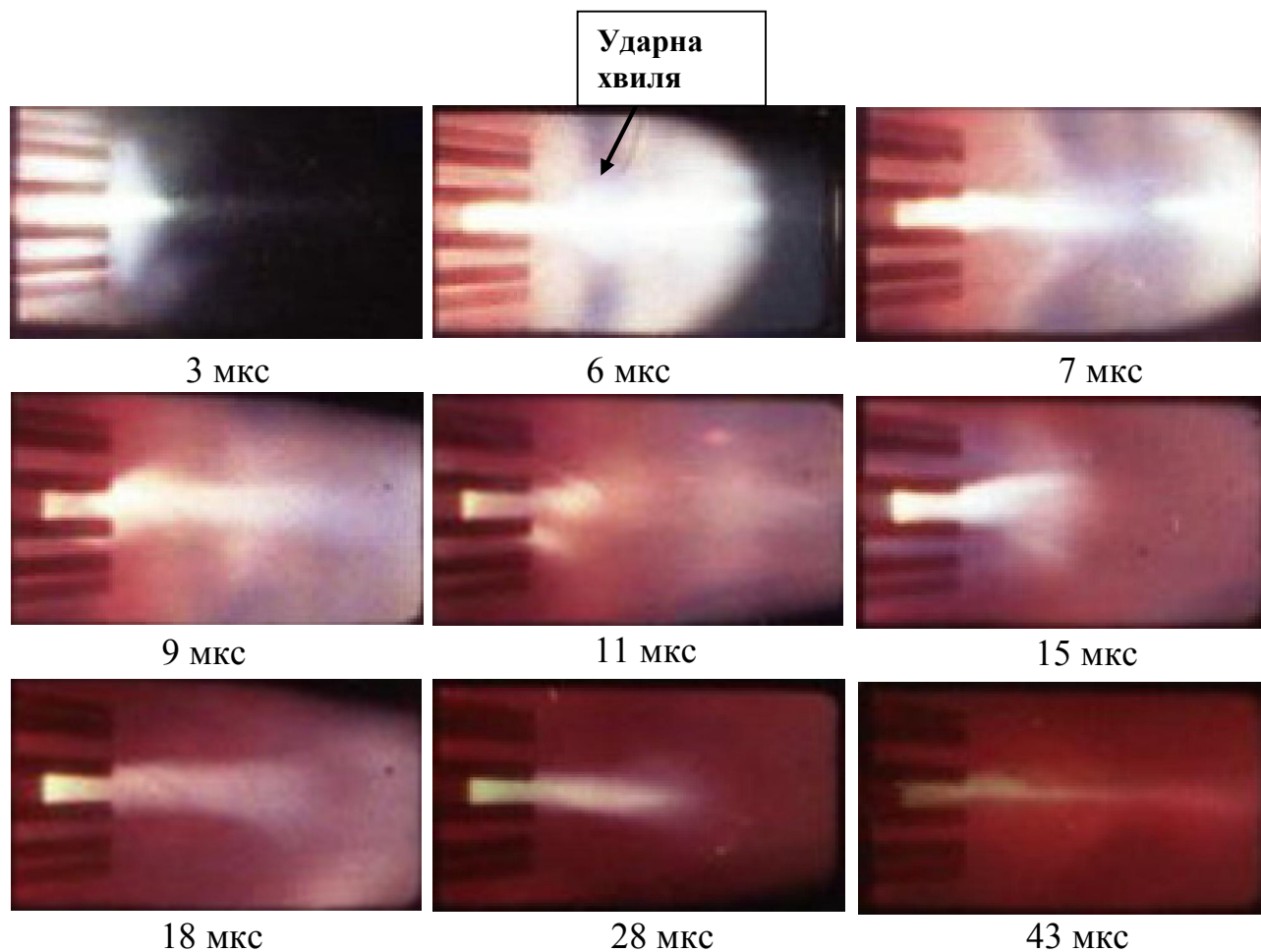


Рис. 4.15 Кадри високошвидкісної зйомки розряду МПК на гелії з локальною інжекцією ксенону

Таким чином оптична діагностика дозволяє з'ясувати, який з режимів прискорення плазми реалізується в розряді МПК в кожному конкретному випадку: докритичний або закритичний. При докритичному режимі реалізується комбіноване прискорення під дією градієнта тиску і сили Ампера,

а при закритичному режимі домінує іонний струмоперенос між електродами, характерний для електромагнітного прискорення в каналі МПК.

Середня швидкість поширення плазмового потоку, яка оцінювалася на основі кадрів отриманих за допомогою високошвидкісної фотореєстрації дорівнювала $(2-4) \times 10^6$ см/с. Максимальна швидкість досягалася на виході прискорювача і становила 10^7 см/с.

4.5 Особливості формування області фокуса і впливу додаткового імпульсного напуску газу під час розряду на характеристики плазмових потоків, що генеруються DPF-1000

Досвід роботи установки на фоновому газі з додатковим імпульсним напуском газу під час розвитку розряду, набутий при дослідженнях на МПК, був використаний і на найбільшому у світі плазмовому фокусі DPF-1000. Найбільш важливим завданням нових експериментальних досліджень на модифікованому плазмовому фокусі DPF-1000 було визначення впливу додаткового напуску газу під час розряду на його характеристики і параметри плазми [9]. В якості оптимальної величини початкового робочого тиску було вибрано $P_0(D_2) = 1.8$ Торр, при цьому забезпечувалася достатня кількість газу в міжелектродному просторі для генерації плазмового потоку з найменшою кількістю домішок. Експерименти проводилися при робочій напрузі $U_0 = 23$ кВ. Вимірювання проводились на відстані 9 см від зрізу електродів.

Для порівняння оптичних спектрів, зареєстрованих з плазмових розрядів, проведених під впливом різних початкових експериментальних умов, були проведені вимірювання без додаткового напуску газу та з ним. Приклади спектрів наведені на рис. 4.16. Із рисунків добре видно, що в досліджуваних режимах виникає багато домішкових ліній, і їх інтенсивність значно збільшується в більш пізні моменти розряду в режимі з додатковим напуском газу. Зокрема, були зареєстровані спектральні лінії міді (Cu) і вуглецю (C).

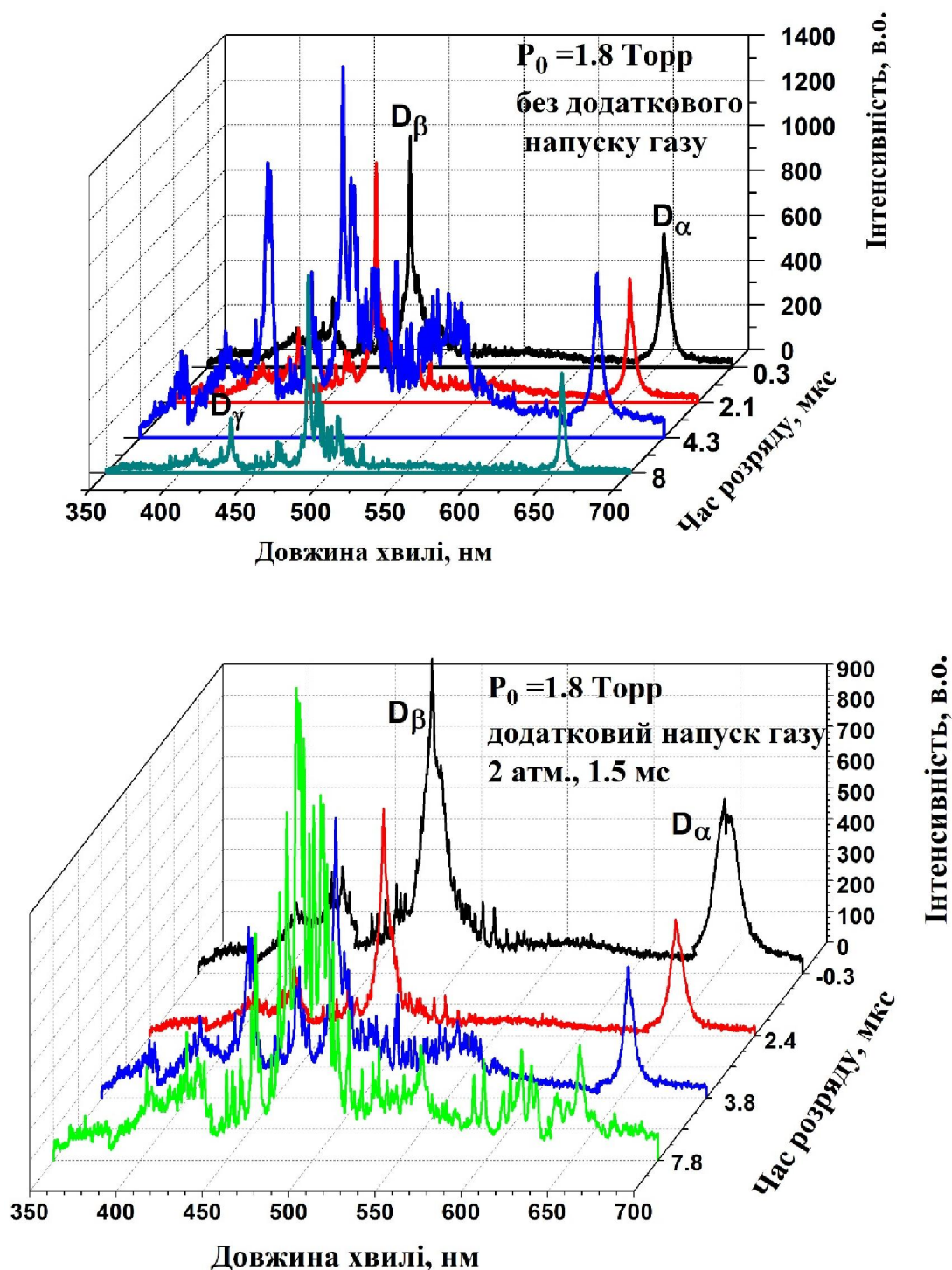


Рис. 4.16 Часова поведінка оптичних спектрів, зареєстрованих на DPF-1000 з додатковим напуском газу і без нього, $t_{\text{експ}} = 0.1$ мкс

Вплив ефекту самопоглинання на спектральних лініях дейтерію спостерігався в момент максимального стиснення плазми при $t_{\text{дip}} = 0$, тобто

коли плазмовий потік мав найбільш щільну структуру в режимі з додатковим напуском газу. Потрібно відзначити, що вже в цей час чітко видно лінії іонів вуглецю C II.

Для визначення електронної густини плазми у всіх режимах роботи на DPF-1000U використовувався лоренцівський профіль спектральної лінії D_α [9, 18]. Приклади контурів лінії D_α зареєстрованих в різні моменти часу розряду без додаткового напуску газу та з ним показані на рис. 4.17. З рисунків добре видно, що контури лінії D_α , що були зареєстровані з використанням додаткового напуску газу відчувують більший ефект самопоглинання, ніж ті, що були зареєстровані без додаткового напуску газу. Що, також, є непрямым доказом більш щільної структури плазмового потоку у випадку з додатковим напуском газу.

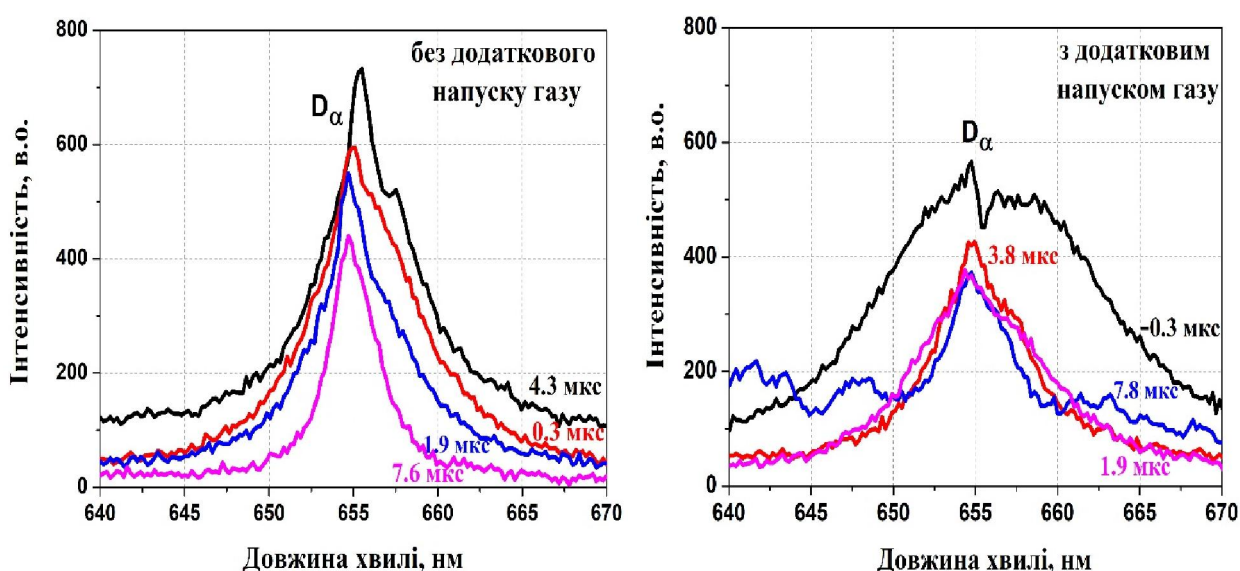


Рис. 4.17 Часова поведінка контурів лінії D_α в різні моменти розряду без додаткового напуску газу та з ним, $t_{\text{експ}} = 0.1$ мкс

Із результатів оцінок плазмової густини представлених на рис. 4.18 видно, що на початковій фазі розряду, застосування додаткового напуску газу призводить до значного підвищення електронної густини, яка досягає 6-

$6.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Густина, отримана без додаткового напуску газу, була на рівні 10^{18} см^{-3} протягом усього розряду. Після 2-ї мкс зміни, що спостерігаються не мали суттєвих відмінностей між цими двома режимами, і оцінені величини були на рівні $(1-2) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

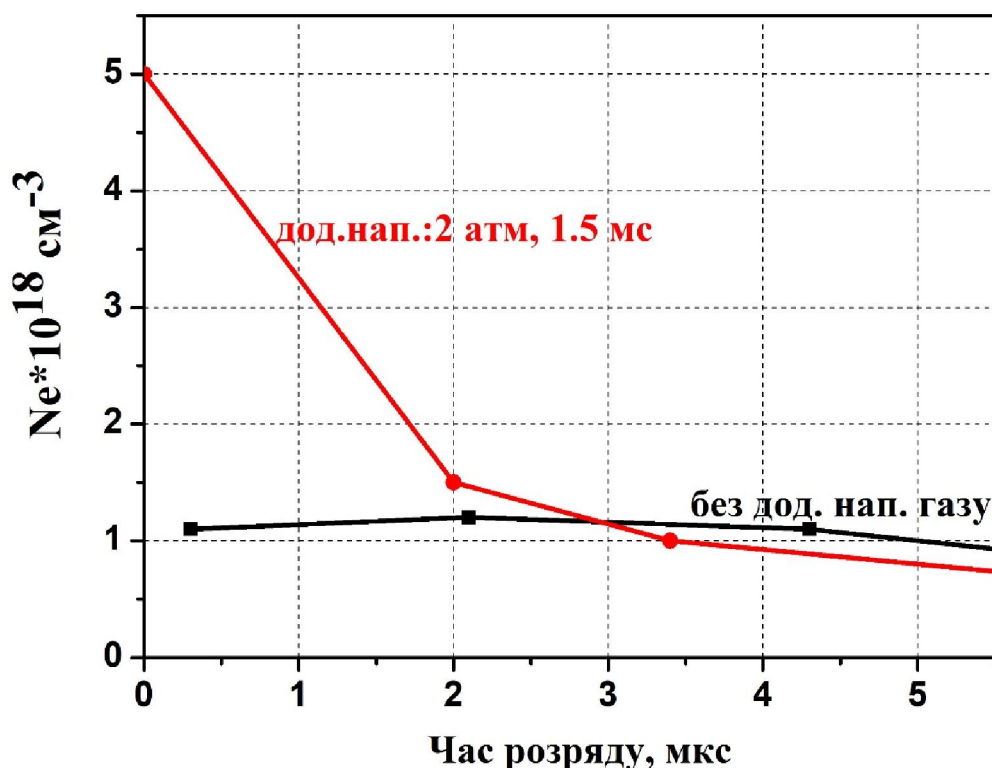


Рис. 4.18 Часова поведінка електронної густини плазми, яка вимірювалась в експериментах з додатковим напуском газу і без нього

4. 6 Висновки до розділу.

1. Проведений порівняльний аналіз стиснення плазми в області компресії при різних початкових тисках гелію в якості буферного газу визначив умови, при яких реалізується компресійний режим роботи МПК (2 Торр) з максимальною густиною плазми в області компресії. Показано, що в цьому випадку плазмовий потік формує зону компресії на відстані 5 – 6 см від центрального електроду. Експериментально встановлено, що при зміні початкового тиску гелію у вакуумній камері не спостерігається стиснення потоку і формування області компресії.

2. Досліджено умови виникнення ударностисненої плазми в області компресії при роботі з аргоном. Зона компресії з максимальною густиною виникає на відстані 7 – 8 см від кінця центрального електроду, в діапазоні 7 – 10 мкс від початку розряду. Цей режим роботи характеризується максимальними значеннями густини, які були отримані на МПК і становить $N_e = (3 - 5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для початкового тиску $P(\text{Ar}) = 1 \text{ Торр}$, середня величина в розряді склала $N_e = (2 - 5) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Визначено, що інші досліджувані режими мають виражений прискорювальний характер в динаміці плазмового потоку.

3. Вивчено вплив атомної маси фонового газу на процеси генерації плазмового потоку в МПК і формування області компресії. Проведено порівняльний аналіз динаміки плазми в МПК при роботі з «легким» і «важким» газами на прикладі гелію і аргону. Експериментальні дослідження показують, що положення зони компресії істотно залежить від початкової концентрації частинок. При зменшенні початкової концентрації газу область компресії зміщується від електродів. Даний результат важливий для пошуку способів мінімізації ерозії електродів і забезпечення необхідного домішкового складу плазми в різних технологічних застосуваннях пінч-розрядів, перш за все в задачах створення потужних плазмових джерел короткохвильового випромінювання.

Аналіз проведених досліджень показав, коли розвиток розряду відбувається при оптимальних початкових умовах, підібраних для певного газу або суміші газів, максимальна величина густини плазми слабо залежить від роду газу і величини початкового тиску.

4. Досліджено особливості формування зони компресії плазми і оптимальні сценарії локальної інжекції ксенону в сформовану зону компресії. Отримано залежності параметрів компресійної плазми в МПК від початкових умов ініціювання розряду, які дозволили реалізувати ефективний нагрів і стиснення плазми в зоні компресії.

5. Визначено, що при роботі на гелії з локальною інжекцією ксенону значно зменшується самопоглинання ліній багатозарядних іонів ксенону периферійної холодної плазмою, в порівнянні з експериментами на чистому ксеноні, що дало можливість зареєструвати спектральні лінії високоіонізованого ксенону (до Xe V) у видимому діапазоні спектра. При цьому густина в компресійному режимі з локальною інжекцією значно перевищувала аналогічну густину, отриману на чистому ксеноні. Зона компресії з максимальною густиною формується на відстані 6 см від кінця центрального електроду
6. Спектральні вимірювання показали, що в розрядах з додатковим напуском газу на плазмовому фокусі DPF-1000, електронна густина плазми в початкові моменти розряду значно вище (до $6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в порівнянні з її величинами, отриманими без додаткового напуску газу (близько 10^{18} см^{-3}). Така відмінність була особливо помітною в момент максимального стиснення плазмового потоку. Надалі густина була на одному рівні для обох режимів роботи.

Результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях здобувача: [3, 7-9, 15, 17]

РОЗДІЛ 5

СПЕКТРОСКОПІЯ ЩІЛЬНИХ ШАРІВ ПРИ ПОВЕРХНЕВОЇ ПЛАЗМИ ПРИ ВЗАЄМОДІЇ ПОТУЖНИХ ПЛАЗМОВИХ ПОТОКІВ З МАТЕРІАЛАМИ

Ряд фізичних ефектів, які обговорювалися під час аналізу процесів в плазмових потоках МПК і формування області компресії, можуть мати місце і при взаємодії високоенергетичних плазмових потоків з різними матеріалами в умовах, що імітують процеси в термоядерному реакторі. До таких ефектів можна віднести, наприклад, стиснення головної частини плазмового потоку при гальмуванні на перешкоді і формування локалізованих ударно-стиснених шарів щільної замагніченої плазми, утримання приповерхневої плазми, процеси трансформації енергії в щільних приповерхневих шарах. Важливим для досліджень динаміки взаємодії, а також поведінки матеріалу мішені, що розпилюється є порівняльний аналіз параметрів приповерхневих шарів плазми в установках різного типу, що відрізняються густиною плазмового потоку, енергією іонів, тривалістю генерації.

Для виконання досліджень динаміки взаємодії плазмових потоків з різними матеріалами були задіяні імпульсні плазмодинамічні системи типу ПФ і імпульсний інжектор (імпульсний плазмовий прискорювач).

Вивчалась плазмо-поверхнева взаємодія в експериментах з матеріалами, перспективними для використання в термоядерному реакторі, в першу чергу в реакторі-токамаці ITER, що споруджується. Проводилися експериментальні дослідження спектроскопічних характеристик і параметрів приповерхневої плазми, яка утворюється при взаємодії з перешкодою (мішенню), створюється щільний плазмовий (ударно-стиснений [60]) шар, який за своїми параметрами схожий із зоною компресії, що формується в МПК. Іншим прикладом формування щільних екрануючих шарів є утворення плазмодинамічних структур, що випаровуються з поверхні матеріалу при контакті плазми з дивертором і експериментальне моделювання даного ефекту за допомогою

квазістаціонарних плазмових прискорювачів [82, 113]. Важливою спектроскопічною задачею в дослідженнях такого роду є визначення іонізаційного стану і основних параметрів плазми, виявлення домішок, які випаровуються/розпилюються з поверхні мішені і аналіз динаміки домішкових частинок в плазмі. Приповерхневі щільні плазмові шари характерні і при технологічному використанні імпульсних потоків плазми для модифікації поверхневих шарів матеріалів. В цьому випадку плазмові шари, які утворюються впливають на ефективність передачі енергії плазми поверхні [114].

5.1 Дослідження домішкової плазми на PF MAJA-60, при роботі з Cu та Cu-W вставкою в центральному електроді

Головною метою експериментальних досліджень на плазмовому фокусі PF MAJA-60 було визначення параметрів плазмових потоків і характеристик взаємодії плазми з вставками в центральному електроді, ідентифікація спектрів домішок (в даному випадку спектральних ліній вольфраму і міді), інформація про емісію яких необхідна для аналізу процесів ерозії поверхні і міграції продуктів ерозії в термоядерному реакторі.

Експерименти проводилися на чистому дейтерії, в типових режимах роботи плазмового фокуса, початковий тиск у вакуумній камері якого складав $P = 1.3$ Торр, розрядна напруга $U = 32$ кВ [12].

Реєстрація оптичних спектрів проводилася на відстані 1 см від зрізу електродів.

На рис. 5.1 представлена поведінка інтенсивності спектрів під час розряду. Добре помітно, що максимум спектральної інтенсивності досягається на 1-й мкс після максимального стиснення плазми, (що приймається за початок відліку часу), і пояснюється інтенсивною емісією збуджених атомів і іонів домішок (NI, CuI, CuII, CuIII, CII, CaII та ін.), а також сильним випроміненням континууму в цей час.

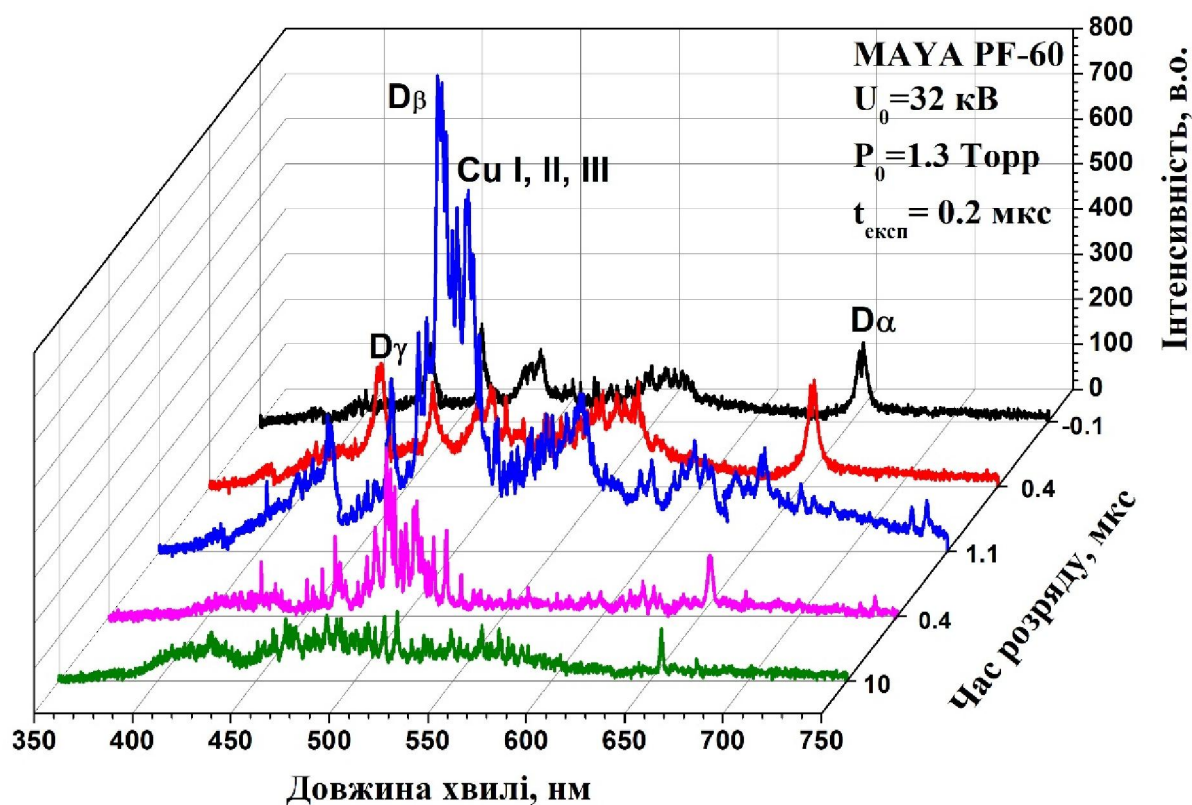


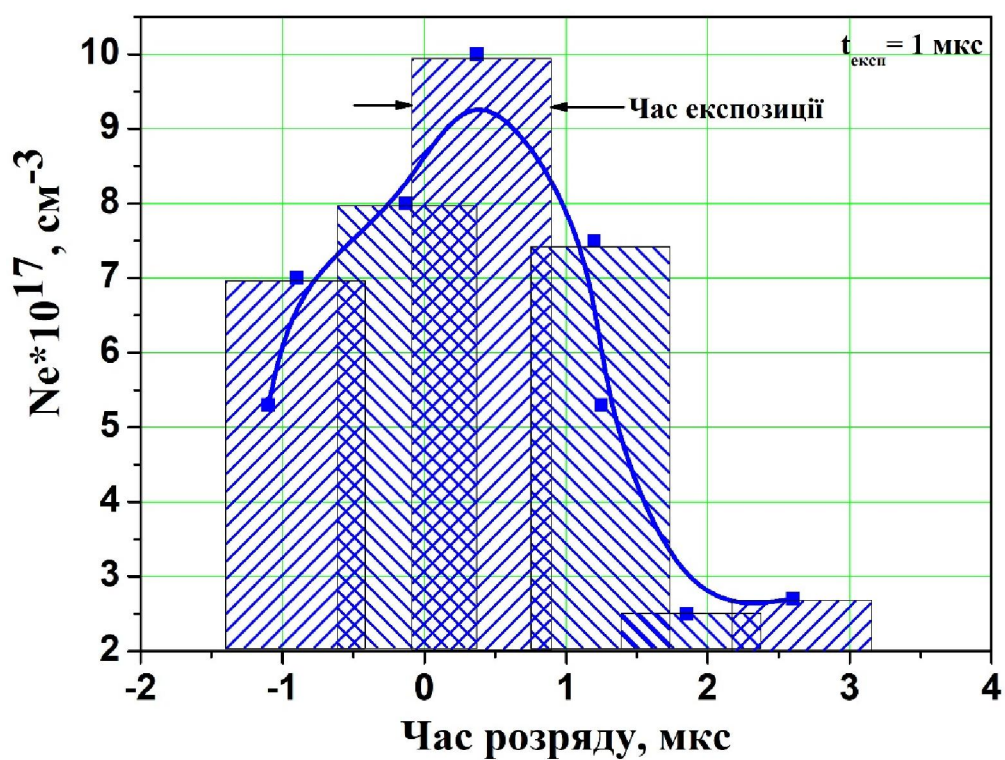
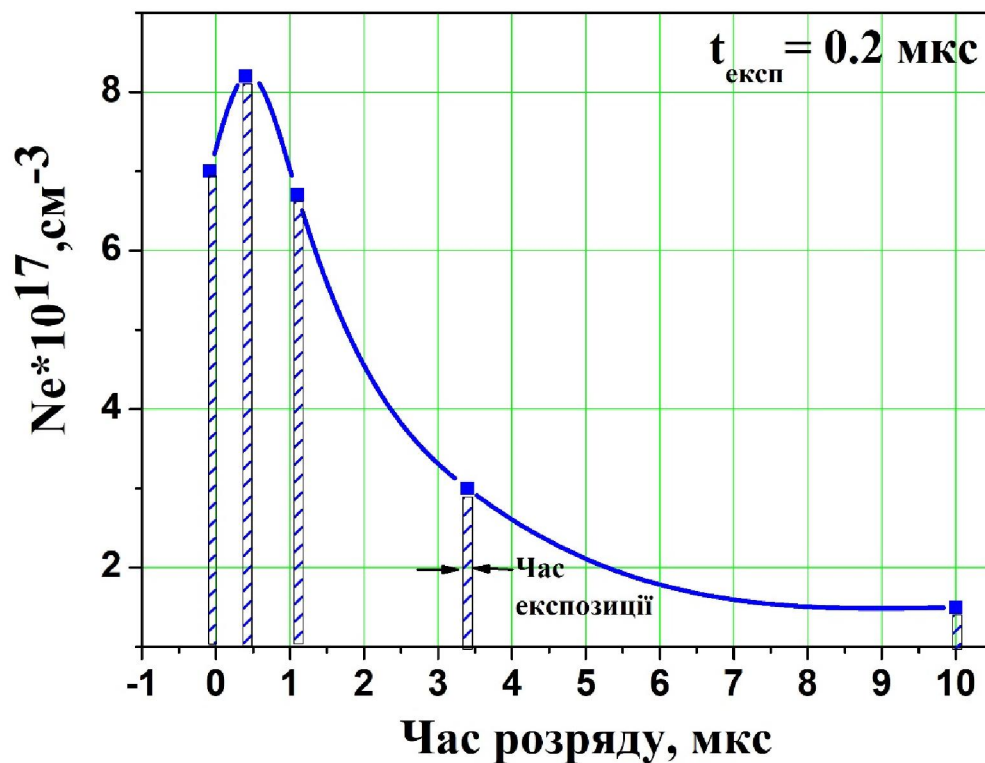
Рис. 5.1 Поведінка інтенсивності оптичних спектрів під час розвитку розряду в експериментах з Cu вставкою

Електронна густина, оцінена за штарківським уширенням спектральної лінії D_α , досягала значення $N_e = (7-10) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в момент $t = 0.1$ мкс, близький до максимального стиснення плазми. В момент часу $t = 0$ густину плазми не вдалося оцінити через сильне спотворення контуру спектральної лінії D_α ефектом самопоглинання.

На основі зареєстрованих спектрів було отримано часову поведінку густини з Cu і Cu-W вставками, які піддавалися впливу плазми. Заштриховані стовпці на рис.5.2 вказують на час експозиції і відповідні величини густини.

З представлених діаграм можна зробити висновок, що незалежно від типу і матеріалу мішені, максимальна величина густини плазми досягає $N_e = (8-10) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Короткі часові експозиції (0.2 мкс, 1 мкс) давали вищу точність величин напівширин спектральних ліній, що збільшувало точність при визначенні електронної густини плазми. При використанні більш довгих

експозицій (10 мкс) зменшувалася точність вимірювань (за рахунок усереднення за цей час), але з'являлася можливість реєстрації спектральних ліній матеріалу мішені, що було необхідно для аналізу їх ерозії.



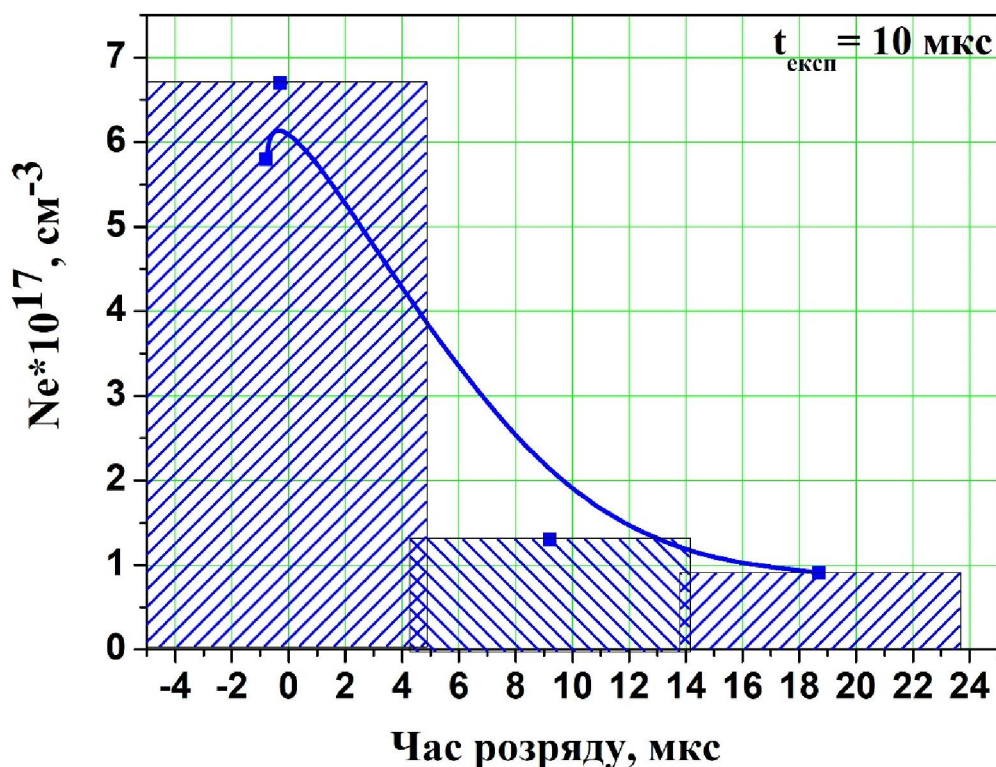


Рис. 5.2 Електронна густина плазми розрахована із спектральних ліній дейтерію, зареєстрованих із різним часом експозиції

Оскільки в початкові моменти часу розряду спостерігалось інтенсивне світіння континууму, то він «перекривав» слабші спектральні лінії вольфраму, які були зареєстровані в експериментах. З метою ідентифікації даних ліній, отриманих на PF MAJA-60, на рис.5.3 проведено порівняння спектрів, зареєстрованих на імпульсному інжекторі RPI-IBIS (Розділ 5.2) та лазерному джерелі LIS (Laser Ion Source) з лазерною системою (Nd: YAG) [115]. В експериментах з лазером була отримана чисто вольфрамова плазма і було підтверджено наявність ліній нейтрального і однократно іонізованого вольфраму [116, 117].

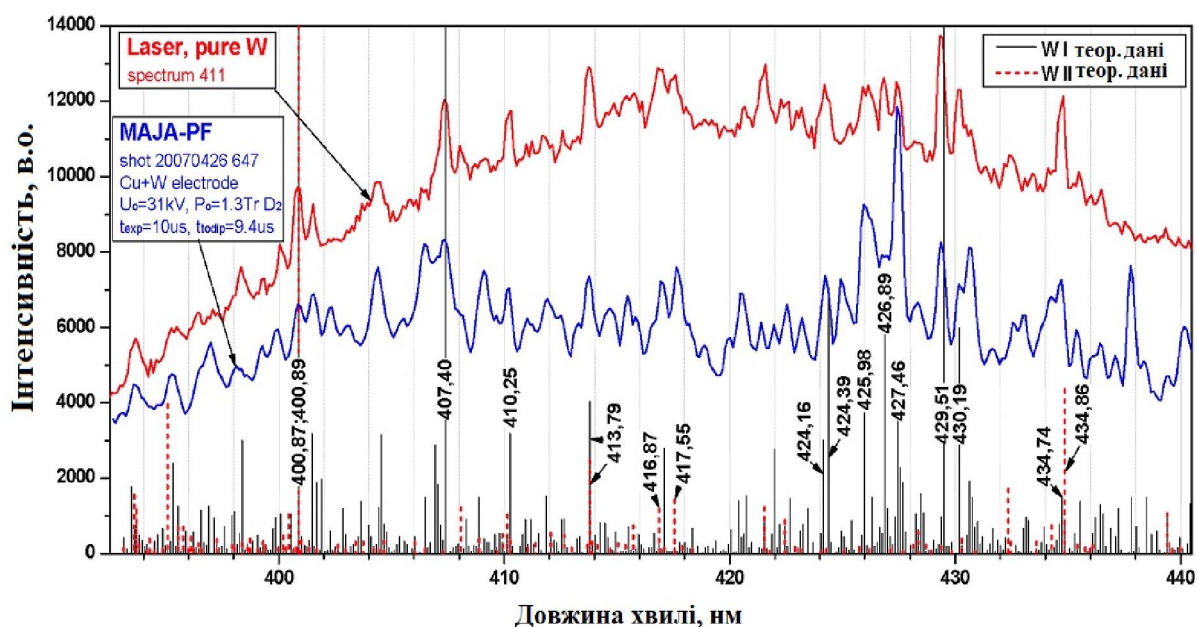


Рис. 5.3 Порівняння теоретичних спектрів і зареєстрованих в експериментах по взаємодії плазми з вольфрамовими мішенями на установках PF MAJA-60 та лазерному джерелі LIS

Виявлено вплив інтенсивності континууму на реєстрацію спектральних ліній вольфраму. Незважаючи на те, що спектральні лінії вольфраму, зареєстровані на PF MAJA-60, мають достатню інтенсивність емісії, надійна реєстрація була можлива в більш пізні моменти розряду (близько 9 мкс), та при використанні досить тривалого часу експозиції близько 10 мкс. На рис. 5.4 показано ділянку спектра з ідентифікованими лініями нейтральних атомів вольфраму WI та іонів WII. Електронна температура плазми, виміряна спектроскопічними методами діагностики, досягала 2-3 еВ.

Таким чином, показано, що формується область фокуса, яка характеризується досить високою густиною плазми (що можна порівняти з областю компресії в МПК). Вплив континууму стає домінуючим в момент максимального стиснення плазмового потоку, а лінії нейтрального та однократно іонізованого вольфраму реєструються коли густина електронів зменшується до 10^{17} см^{-3} .

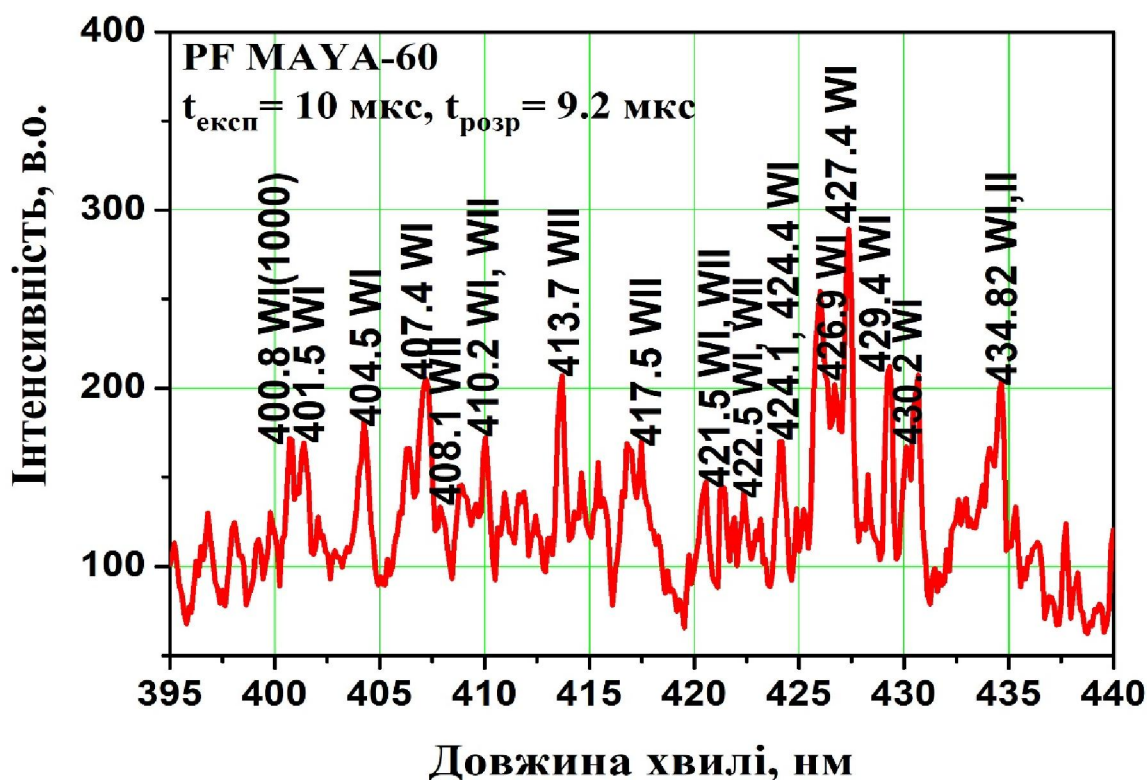


Рис. 5.4 Оптичний спектр із ідентифікованими лініями вольфраму W I і W II, які були зареєстровані на PF MAYA

5.2 Дослідження приповерхневої плазми на стержневому інжекторі RPI-IBIS

5.2.1 Динаміка плазмового потоку та поведінка матеріалу, що розпилюється при опроміненні вольфрамової мішені

Дослідження приповерхневого шару та домішкового складу плазми поблизу вольфрамової мішені були продовжені на стержневому плазмовому інжекторі RPI-IBIS [11, 19]. Інжектор забезпечував коротку тривалість імпульсу та досить низьку густину плазми в потоці $\sim 10^{14}-10^{15} \text{ см}^{-3}$, що дозволяє істотно послабити фоновий вплив континууму, який спостерігався в експериментах на плазмовому фокусі (Розділ 5.1). Тим самим, це дає можливість проведення більш детальної реєстрації поведінки інтенсивності спектрів домішок в приповерхневому шарі, зокрема, W I і W II спектральних

ліній розпиленого/випаруваного матеріалу мішені при різних енергетичних навантаженнях, що передаються плазмовим потоком поверхні.

На основі спектроскопічних вимірювань, в даному випадку, так само як на МПК, була здійснена оптимізація розряду в міжелектродному проміжку інжектора, тобто, визначено оптимальний час затримки між подачею газу та ініціюванням розряду, при якому плазмовий потік, що генерується інжектором, містить мінімальну кількість домішок матеріалу електродів. Результати показали, що оптимальною є часова затримка ~ 140 мкс (рис. 5.5). Даний режим використовувався в якості базового в експериментах по взаємодії плазми з поверхнею. Оптичні спектри реєструвалися на відстані $z = 20$ см від зрізу електродів, де надалі розміщувалася мішень.

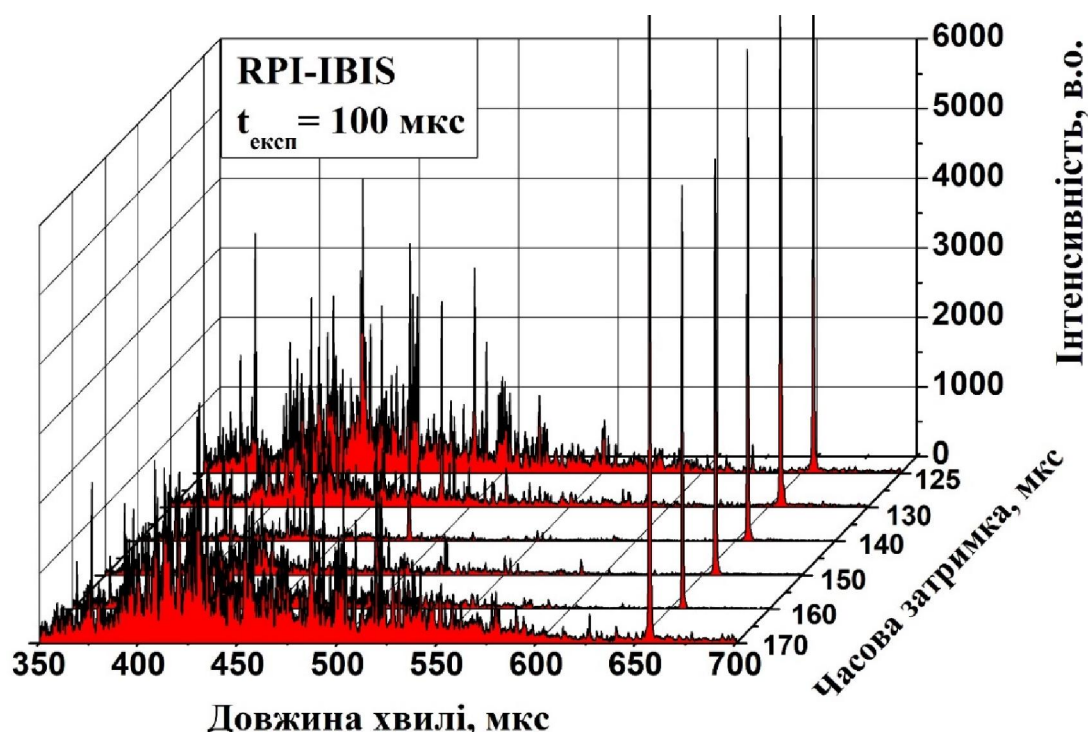


Рис. 5.5 Інтенсивність випромінювання спектральних ліній імпульсних плазмових потоків в залежності від тривалості затримки

Електронна густина оцінювалася по штарківському уширенню спектральних ліній робочого газу $D_{\alpha} - 656.10 \text{ нм}$ та $D_{\beta} - 486.03 \text{ нм}$. Поведінку густини плазми у вільному потоці протягом розряду показано на рис. 5.6.

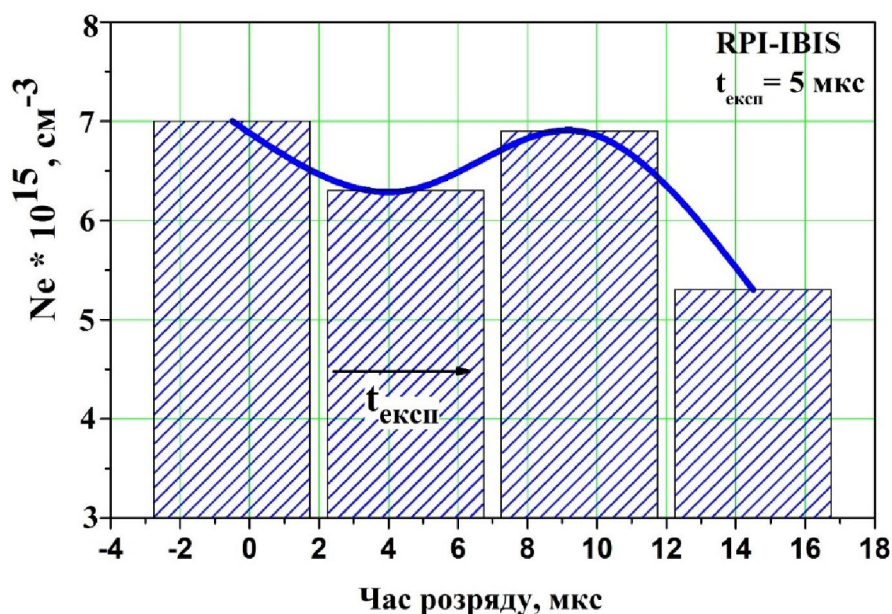


Рис. 5.6 Поведінка електронної густини під час розряду у вільному потоці

Максимальна електронна густина склала $7 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для вільного потоку (без мішені) та показала характер поведінки, який досить слабо змінюється, що, швидше за все, обумовлено усередненими вимірами. Значне зниження густини спостерігається лише на 14-й мкс.

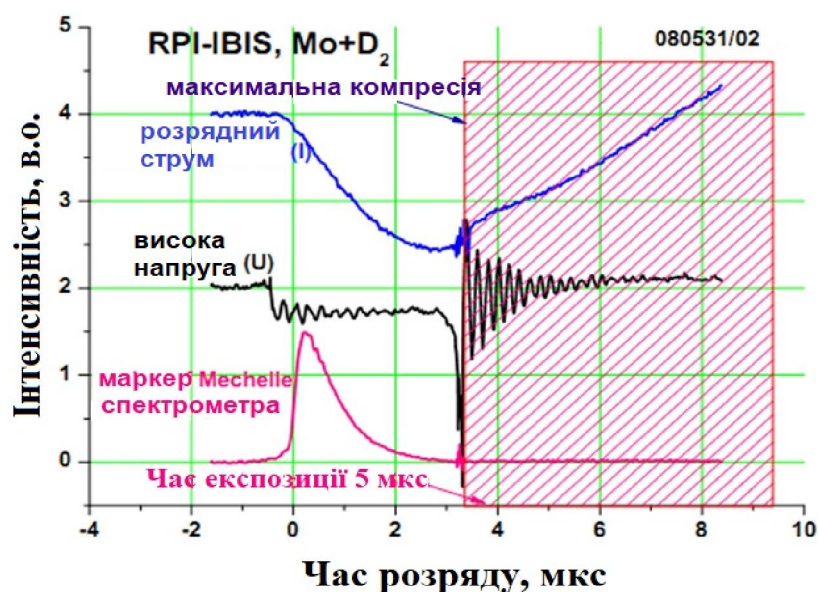


Рис. 5.7 Розрядний струм, напруга та маркер запуску оптичного спектрометра

Синхронізація запуску спектрометра з розрядним струмом та напругою показана на рис. 5.7. Електронна температура, розрахована зі співвідношення інтенсивності спектральної лінії D_α до інтенсивності випромінювання суцільного спектра, склала близько 1.2-2 еВ.

Наступний цикл експериментів проведено з вольфрамовою мішенню розміром $50 \times 50 \text{ мм}^2$, яка опромінювалася плазовими потоками потужністю 10-50 Вт/м².

На рис. 5.8 показано поведінку густини плазми під час розряду. Заштриховані інтервали вказують на час експозиції та відповідні величини густини. Значне збільшення плазової густини до 10^{17} см^{-3} (тобто більш ніж на порядок, в порівнянні з густиною у вільному потоці) в експериментах з W-мішенню, спостерігається поблизу її поверхні, вказує на утворення щільного приповерхневого плазового шару.

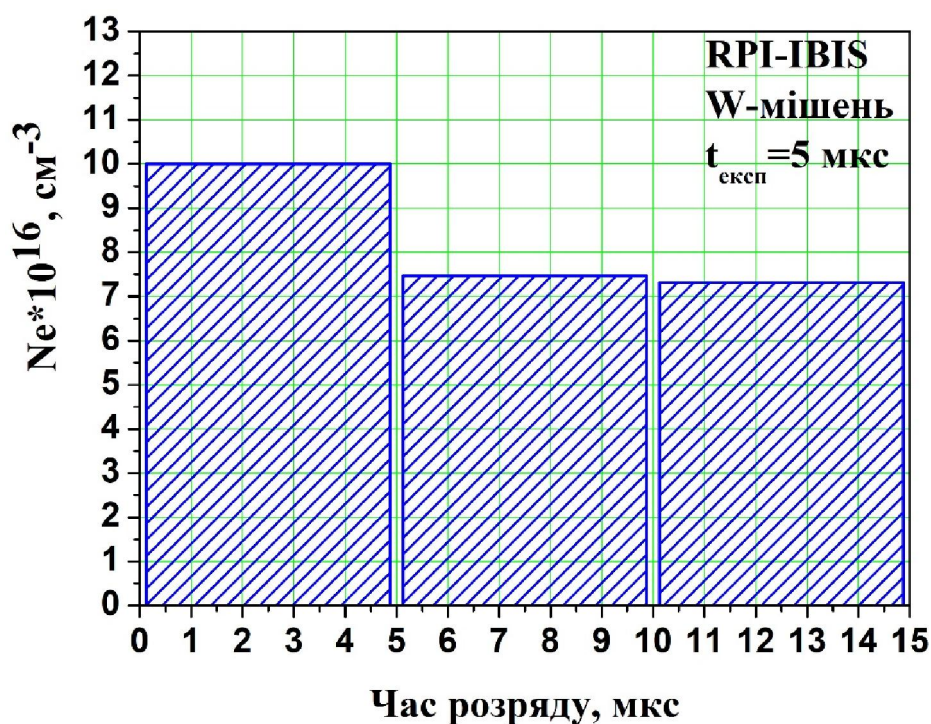


Рис. 5.8 Еволюція плазової густини в приповерхневому шарі в експериментах з W-мішенню

Проведені експерименти по реєстрації спектральних ліній вольфраму дозволили вивчити поведінку матеріалу W-мішені в умовах зміни величини густини енергії, переданої поверхні від 3 до 7 Дж/см² для визначення порогу появи спектральних ліній вольфраму. Для цього були зареєстровані оптичні спектри (рис. 5.9) при різних енергетичних навантаженнях. Інтенсивність спектральних ліній WI і WII зростала при збільшенні навантаження. Очевидно, що ерозія опромінюваної W-мішені значно залежить від потужності в потоці, яка збільшувалася за рахунок збільшення секцій на основній батареї.

При навантаженні 7 Дж/см² спостерігається інтенсивне випромінювання спектру вольфраму з чітко ідентифікованими лініями WI і WII. 5 Дж/см² – є мінімальним порогом для реєстрації спектральних ліній вольфраму. При енергетичному навантаженні 3 Дж/см² лінії вольфраму взагалі відсутні в спектрі.

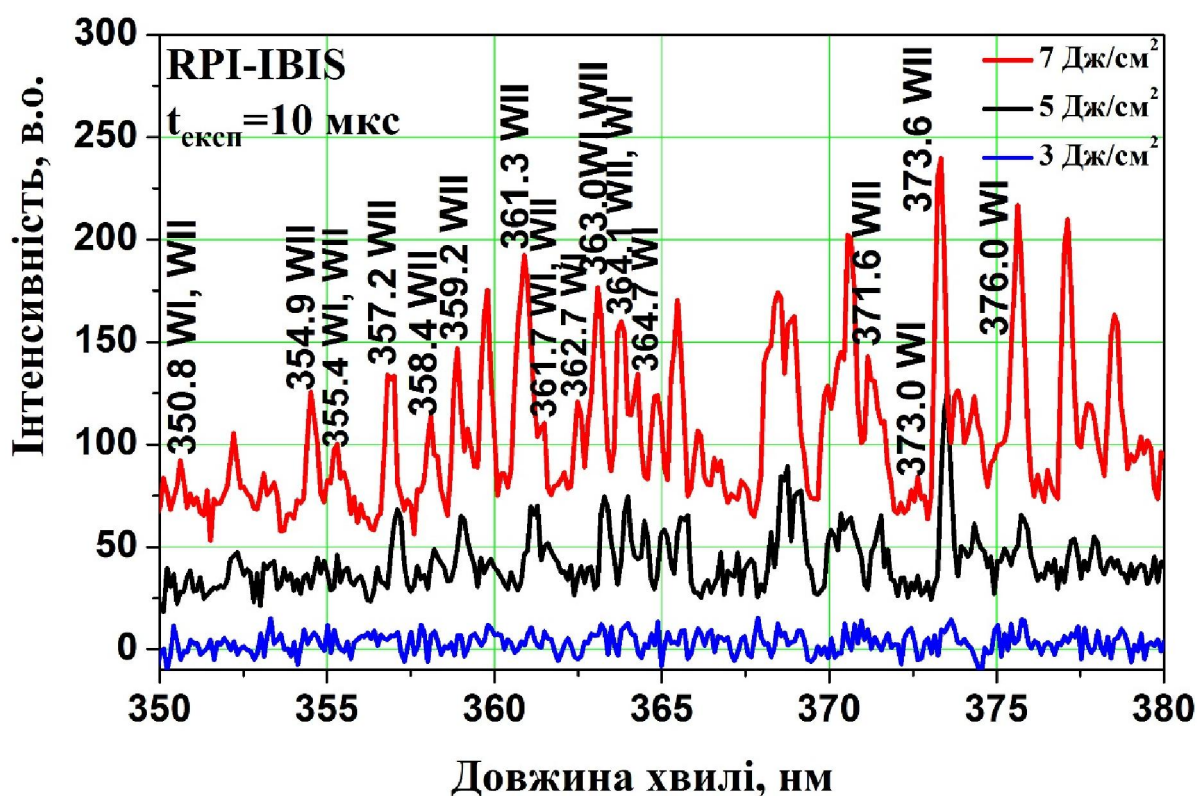


Рис. 5.9 Порівняння оптичних спектрів, зареєстрованих в експериментах з W-мішенню з різними енергетичними навантаженнями

Електронна густина істотно не змінювалася при зміні енергетичного навантаження в потоці. Таким чином, результати спектроскопічних досліджень, отримані на RPI-IBIS, показали, що для реєстрації спектральних ліній вольфраму необхідні плазмові потоки з мінімальним енерговмістом в 5 Дж/см^2 . Визначено, що електронна густина значно зростає поблизу мішені та досягає 10^{17} см^{-3} , при досить низькій величині густини, що спостерігається у вільному потоці $(5-7) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, що свідчить про формування щільного плазмового утворення та значну емісію матеріалу з поверхні мішені.

5.2.2 Динаміка вуглецю в приповерхневому шарі плазми при опроміненні CFC мішені

Численні експерименти проводяться з вивчення поведінки вуглецю при взаємодії з плазмовими потоками через його широке застосування в технології. Так, довгий час найбільш імовірним кандидатом для використання в термоядерному реакторі ITER був CFC композит (carbon fiber composite) з вуглецевими волокнами. В плазмових експериментах можлива імітація дії на диверторні пластини імпульсних потоків плазми, що генеруються при розвитку нестійкостей, зривів або ELMів (edge localized mode). Незважаючи на те що в 2013 році вирішено було відмовитися від використання вуглецевих матеріалів в ITER, вони продовжують бути актуальними для багатьох інших застосувань, наприклад, для вивчення поведінки вуглецевих обшивок космічного корабля в іоносфері та розуміння приелектродних процесів. Використання даного матеріалу в багатьох технологічних завданнях давало підстави для продовження досліджень в плазмових експериментах.

Серед основних проблем необхідно відзначити брак інформації про динаміку продуктів ерозії вуглецю при різних умовах взаємодії плазми з поверхнею (варіація корпускулярних та енергетичних навантажень, тривалості імпульсу, густини та інших параметрів плазми, що налітає).

Щільні потоки дейтерієвої плазми з короткими тривалостями (1-5) мкс, що генеруються інжектором IBIS, були використані для вивчення та визначення початкових стадій випаровування матеріалу мішені та для дослідження їх динаміки під час плазмо-поверхневої взаємодії. Надалі, отримані дані були зіставлені з результатами аналогічних досліджень на плазмовому фокусі PF-360 (Розділ 5.3).

Оскільки CFC має тривимірну структуру, то плазмове опромінення проводилося для мішеней з різною орієнтацією волокон вуглецю на поверхні. Волокна вуглецю в мішенях №1 і №2 були паралельні поверхні, в той час як мішень №3 містила найбільшу кількість закінчень волокон. Розміри мішеней становили 30×30 мм, товщиною 4-6 мм. Опромінення мішеней проводилося на відстані 10 см від зрізу електродів.

Поведінку найбільш інтенсивної спектральної лінії вуглецю C II 426.7 нм під час розряду показано на рис. 5.10. Максимальна емісія даної лінії спостерігалася в період часу 5-10 мкс.

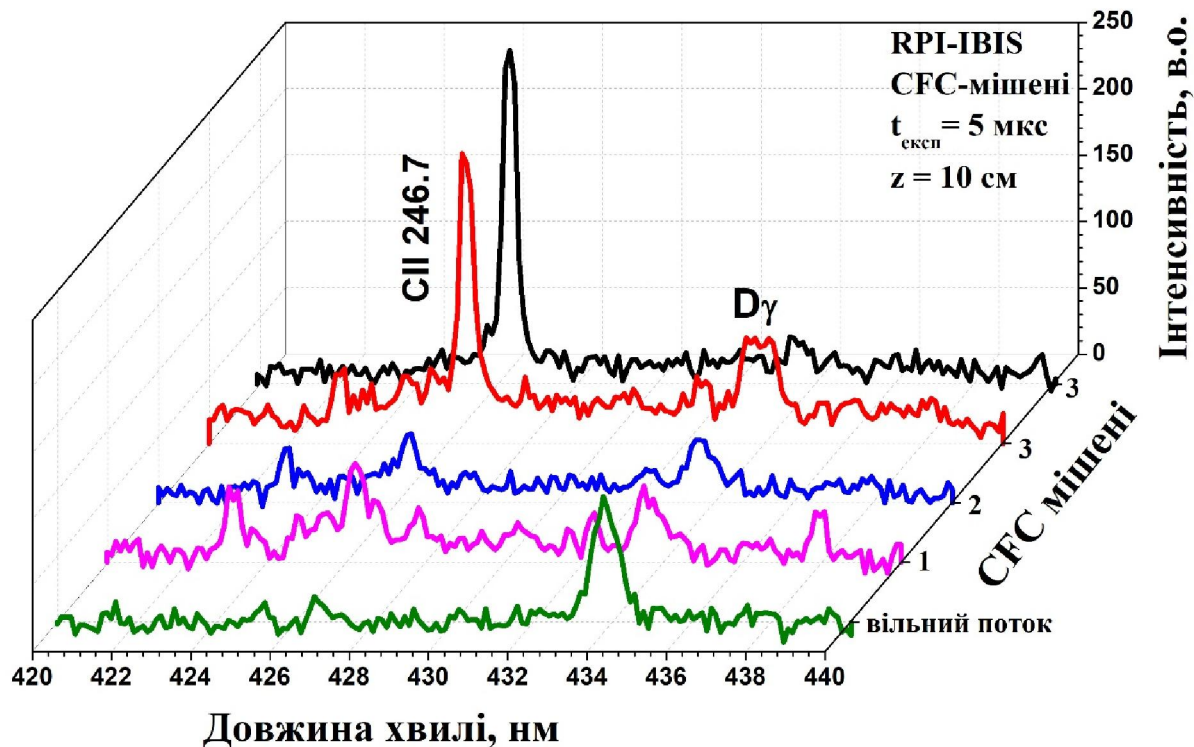


Рис. 5.10 Оптичні спектри з лініями C II 426.7 нм і D γ при взаємодії плазмового потоку з CFC мішенями

Так як найбільш інтенсивна емісія спектральних ліній вуглецю спостерігалася для мішені №3 з найбільшою кількістю закінчень волокон, експеримент був продубльований з ідентичними мішенями для підтвердження отриманих результатів. Емісія для мішеней з паралельною поверхні орієнтацією волокон була значно слабшою.

Проведені експерименти дозволяють зробити висновок про визначальний вплив особливостей тривимірної структури (структурної анізотропії) матеріалу на ерозійну поведінку в умовах потужної плазмової дії.

5.3 Спектральні дослідження щільних плазмових потоків та їх взаємодії з CFC мішенями на плазмовому фокусі PF-360

Дослідження приповерхневої плазми при опроміненні CFC мішеней на RPI-IBIS були доповнені експериментами на плазмовому фокусі PF-360. В даних експериментах використовувалися аналогічні CFC-мішені з різною орієнтацією волокон. Основним завданням в експериментах була оцінка впливу варіації густини в плазмових потоках на характеристики приповерхневої плазми [13, 118].

Як робочий газ також використовувався дейтерій. Початковий тиск газу у вакуумній камері $P_0 = 4.5$ Торр, розрядна напруга $U_0 = 30$ кВ, енергія в розряді становила 105 кДж. Максимальний струм розряду склав $I_{\max} = 1.5$ МА. Спектральні вимірювання проводилися на відстані 30 см від кінця електродів, що відповідало області розльоту плазми з щільного плазмового фокуса. Час експозиції спектрометра складав $t_{\text{експ}} = 2$ мкс.

В цілому зареєстровані оптичні спектри, після опромінення досліджуваних мішеней імпульсними плазмовими потоками, що генеруються PF-360, показали більш інтенсивну емісію вуглецю, ніж на плазмовому інжекторі RPI-IBIS, що дозволило детально простежити поведінку вуглецю під час розряду. Для цього були обрані дві найбільш інтенсивні лінії вуглецю – С II 426.7 нм і 588.9 нм (рис. 5.11). Максимальна інтенсивність

випромінювання вуглецю була зареєстрована при взаємодії з мішенню CFC3 (з найбільшим вмістом закінчень вуглецевих волокон), що свідчить про інтенсивне надходження матеріалу мішені в приповерхневий плазмовий шар також, як і в експериментах на RPI-IBIS. Інтенсивність лінії 588.9 нм для мішені CFC1, в якій вуглецеві волокна були орієнтовані паралельно поверхні, була настільки низькою, що не вдалося простежити її поведінку в часі.

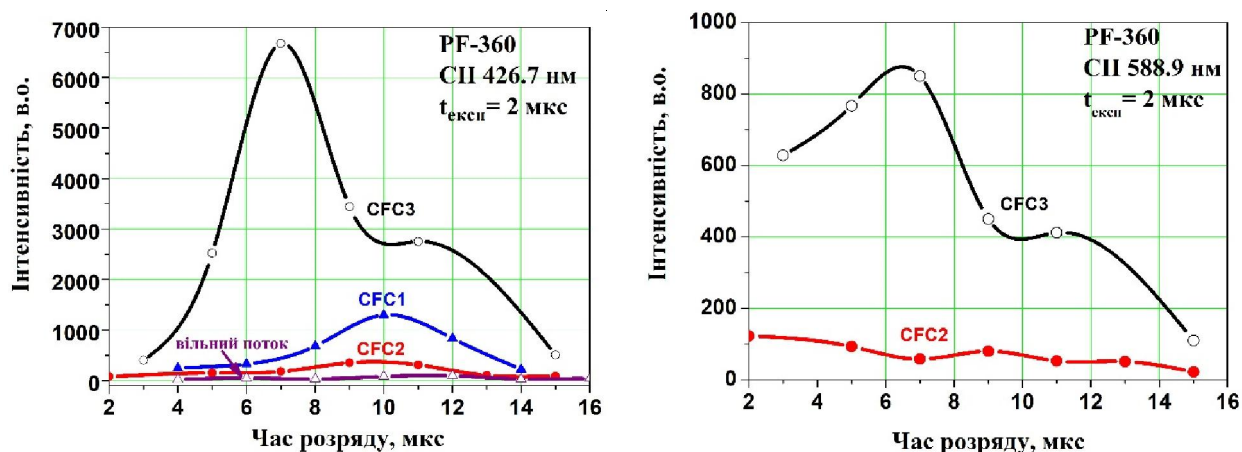


Рис. 5.11 Поведінка інтенсивності спектральних ліній С II під час плазмо-поверхневої взаємодії

Додатковий аналіз мішеней, що опромінюються включав порівняння втрати мас мішеней після опромінення й мікроскопічний аналіз поверхонь мішеней [118, 119] і підтвердив отримані результати і показав максимальну втрату маси при роботі з CFC3 мішенню.

Електронна густина плазми, оцінена по штарківському уширенню спектральної лінії дейтерію D_{β} на установці PF-360 досягала свого максимального значення 10^{18} см^{-3} в перші 2-3 мкс розряду (рис. 5.12). Максимальна електронна густина, виміряна під час взаємодії з мішенями, досягала $(1-3) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Аналіз отриманих результатів дозволяє зробити висновок, що на 9-11 мкс відбувається максимальна емісія вуглецю з поверхні мішені (рис. 5.11). Цей результат підтверджує і динаміка густини (рис. 5.12), де спостерігається

невеликий її пік в цей час. При опроміненні CFC3 мішені електронна густина плазми вища за рахунок більш інтенсивної емісії матеріалу, ніж для двох інших мішеней.

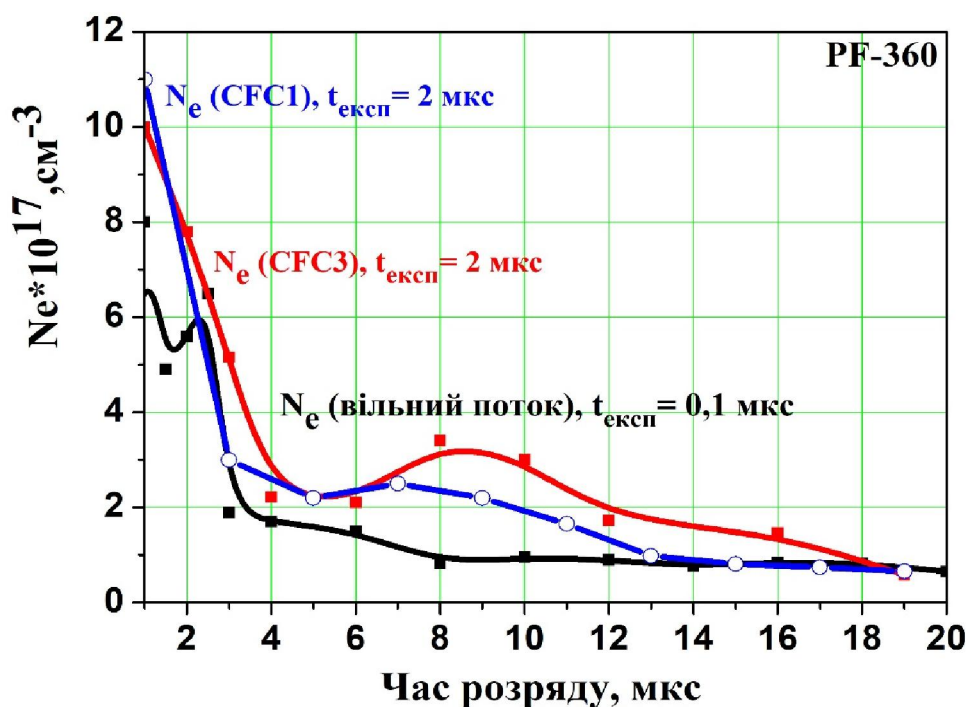


Рис. 5.12 Поведінка плазмової електронної густини, розрахована із спектральної лінії D_β для вільного потоку і при взаємодії з CFC1 і CFC3 мішенями

Таким чином, в експериментах на установці PF-360 вивчена залежність емісії ліній вуглецю із приповерхневої плазми при опроміненні CFC мішеней з різною орієнтацією вуглецевих волокон. Підтверджено висновок про те, що найбільш інтенсивна емісія ліній домішок із приповерхневих шарів плазми здійснювалася при опроміненні мішені, яка містила найбільшу кількість закінчень волокон, що також спостерігалось і в описаних вище експериментах на RPI-IBIS. Визначено, що при збільшенні енергії плазмового потоку на PF-360 і електронної густини в потоці до 10^{18} см^{-3} , інтенсивність емісії іонів вуглецю значно зростала, в порівнянні з режимами опромінення вольфраму менш щільними і менш енергетичними потоками на RPI-IBIS.

5.4 Спектроскопія плазмо-поверхневої взаємодії при опроміненні вольфраму на DPF-1000

Беручи до уваги актуальність досліджень по взаємодії високоенергетичної термоядерної плазми з вольфрамом, як матеріалом дивертора, експерименти на модифікованому мегаджоульному плазмовому фокусі DPF-1000 були спрямовані на отримання додаткової інформації про параметри щільних приповерхневих шарів холодної плазми. Досліджувалася динаміка матеріалу мішені, що розпилюється поблизу опромінюваної поверхні при збільшенні загального енергозмісту в потоках плазми і імітації впливу різних ерозійних факторів на процеси в приповерхневій плазмі [1].

Експерименти проводилися при варіації розрядної напруги в діапазоні 16-21 кВ. Визначалися параметри приповерхневої плазми, а також проводився аналіз випромінювання ліній вольфраму (мішені) із приповерхневих шарів.

Початковий тиск робочого газу в камері складав $P_0 = 0.9$ Торр при розрядній напрузі $U_p = 16$ кВ і збільшувався до $P_0 = 1.2$ Торр для більш високих напруг $U_p = 19$ і 21 кВ. Дані умови були обрані для забезпечення необхідної кількості носіїв струму в плазмі при розвитку розряду з більш високою напругою, що проводилося за рахунок оптимізації кількості запасеного газу в міжелектродному просторі. Діапазон збереженої енергії при цьому варіювався від 130 до 350 кДж в залежності від величини прикладеної напруги. Максимальна величина розрядного струму досягала 1.3 та 1.6 МА.

Електронна густина визначалася на основі аналізу півширини спектральної лінії D_β , так як при наявності мішені профіль лінії D_α демонструє сильне самопоглинання в приповерхневому шарі щільної плазми.

Зміни електронної густини, розраховані для різної напруги у вільному потоці, показані на рис. 5.13. З представлених результатів визначено, що при напрузі 16 кВ середня електронна густина знаходиться на рівні $4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, в той час як при 19 і 21 кВ піки густини досягали $(7.5-9) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При цьому, середня електронна густина в потоці для 21 кВ була також трохи вища, ніж

для 19 кВ. У всіх досліджуваних режимах максимальна величина густини спостерігалася в перші мікросекунди після сплеску на струмі. Уже до 3-ї мкс густина падала до середнього рівня, що спостерігається для хвостової частини вільного плазмового потоку.

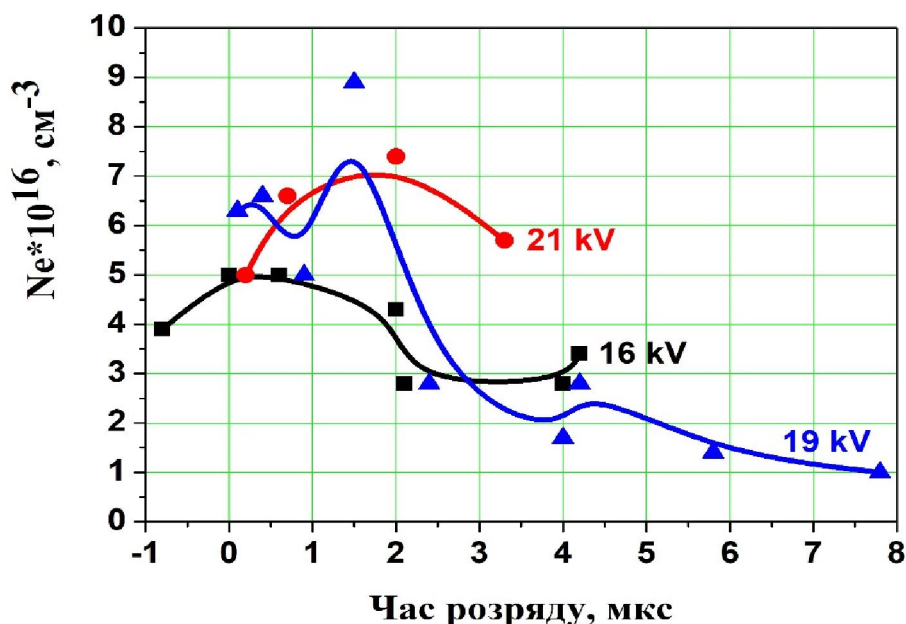


Рис. 5.13 Поведінка електронної густини у вільному потоці в розрядах на DPF-1000 при напрузі $U_0 = 16, 19$ і 21 кВ, $t_{\text{експ}} = 0.1$ мкс, $z = 6$ см

Підібраний режим на DPF-1000 з низькою густиною плазми добре підійшов для досліджень взаємодії плазми з вольфрамом. Необхідно відзначити, що звичайні режими роботи DPF-1000 відбуваються при значно вищій розрядній напрузі (до 30 кВ) і характеризуються густиною, яка значно перевищує 10^{18} см^{-3} в момент максимального стиснення [16]. Тому, в даних режимах, при зниженій густині істотно зменшилася інтенсивність континууму, який перекривав спектральні лінії вольфраму, що робило неможливим вивчення його поведінки.

Вольфрамові мішені розміщувалися на відстані 6 см від кінців електродів. Розміри поверхні зразків, що опромінювалися у всіх випадках були однаковими і складала $3 \times 3 \text{ см}^2$.

Зареєстровані спектри випромінювання плазми показали чіткі спектральні лінії WI і WII (рис. 5.14), які починали з'являтися, в середньому, вже на 2-4 мкс. Це свідчить про те, що на DPF-1000 екрануючий щільний шар плазми поблизу поверхні формується вже в перші моменти розряду, коли густина і енергія в потоці максимальні. Ці моменти відповідають максимальному випаровуванню матеріалу мішені і надходженню вольфраму в приповерхневий шар. Густина плазми в перехідному шарі в значній мірі визначається динамічним тиском налітаючого потоку (концентрацією плазми в потоці і спрямованою енергією іонів).

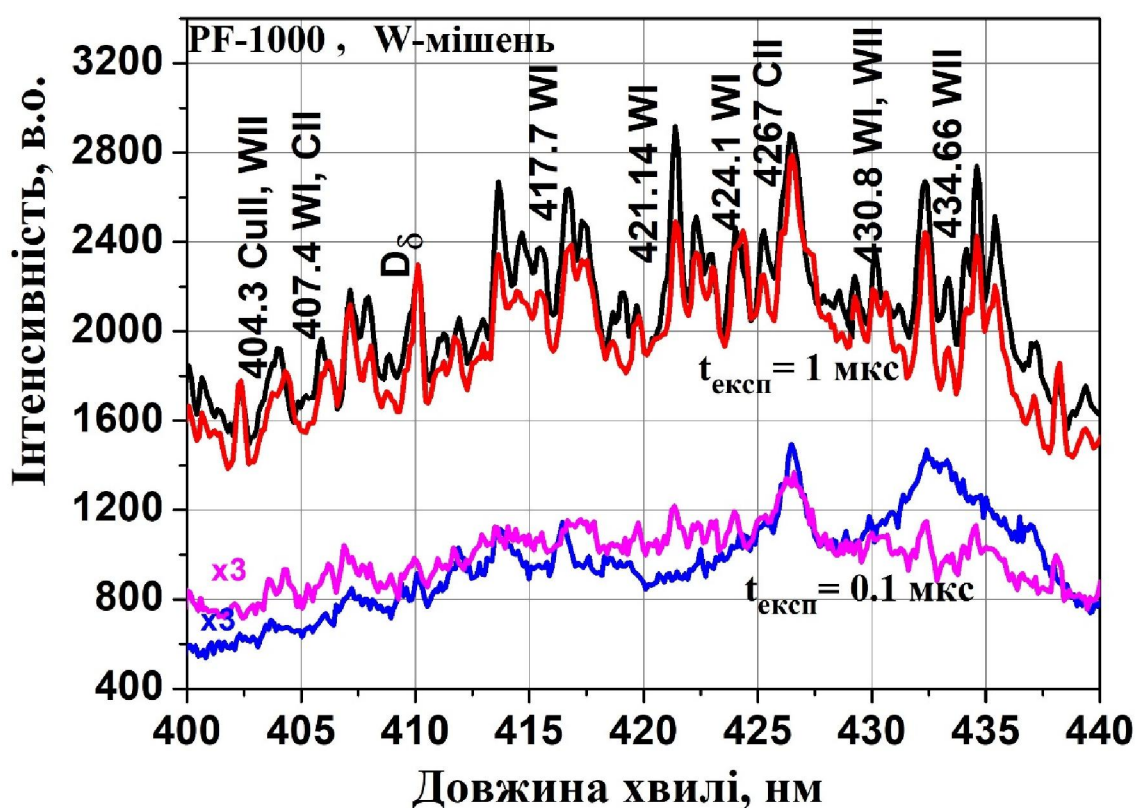


Рис. 5.14 Оптичні спектри, зареєстровані під час взаємодії плазмових потоків з W-мішенню для різних розрядів з експозиціями $t_{\text{експ}} = 0.1$ і 1 мкс,

$$U_0 = 16 \text{ кВ}, z = 6 \text{ см}$$

Аналіз отриманих результатів показав, спектральні лінії вольфраму, що спостерігаються мають достатню інтенсивність для реєстрації навіть в

розрядах, виконаних при зниженій розрядній напрузі $U_0 = 16$ кВ. Виявлено, що інтенсивність спектральних ліній вольфраму зростає при підвищенні прикладеної робочої напруги, що свідчить про інтенсифікацію ерозії вольфраму. Спектральні лінії вольфраму починають з'являтися в середньому на 2-4 мкс, і вони легко могли бути зареєстровані при більш тривалому часі експозиції, що дало можливість дослідити еволюцію спектру випромінювання приповерхневої плазми при взаємодії потоків плазми з вольфрамом.

5.5 Висновки до розділу

1. Проведені на декількох плазмових пристроях спектроскопічні дослідження показали, що при впливі високоенергетичних плазмових потоків на поверхню виникають щільні ударно-стиснені приповерхневі шари холодної плазми, які в значній мірі подібні формуванню області компресії в МПК. Як і область компресії, приповерхневий шар щільної замагніченої плазми є локальною плазмодинамічною структурою, яка характеризується значними градієнтами густини і температури та за своїми параметрами значно відрізняється від області вільного плазмового потоку. Електронна концентрація в плазмових шарах, що формуються при взаємодії потоків плазми з поверхнею, може досягати $N_e = (3-5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що є близьким до густини в області компресії МПК. Густина плазми в перехідному шарі в значній мірі визначається динамічним тиском потоку, що налітає на перешкоду (концентрація плазми в потоці і спрямована енергія іонів), а спектральні характеристики – процесами гальмування головної частини потоку на поверхні і емісією матеріалу мішені при плазмовому впливі. Дана обставина свідчить про самоузгоджений характер формування і динаміки компактних плазмодинамічних утворень типу області компресії або приповерхневих плазмових шарів.
2. Результати спектроскопічних досліджень, отримані при вивченні взаємодії плазми з перспективними для використання в ITER матеріалами (W, CFC),

показали визначальний вплив густини плазми і енергозмісту плазмових потоків на інтенсивність випромінювання матеріалу мішені.

При плазмовому впливі на CFC-мішені виявлена залежність емісії ліній вуглецю з приповерхневої плазми від структури матеріалу, що опромінюється. При опроміненні CFC з різною орієнтацією вуглецевих волокон на PF-360 і RPI-IBIS, що відрізняються більш ніж на порядок густини плазми в потоці, визначено, що на обох установках найбільш інтенсивна емісія домішок спостерігалася для мішені, яка мала найбільшу кількість закінчень волокон. Таким чином, експерименти показують визначальний вплив особливостей тривимірної структури (структурної анізотропії) матеріалу на ерозійну поведінку в умовах потужного плазмового впливу.

3. Показано, що плазмовий інжектор RPI-IBIS може використовуватися для вивчення взаємодії плазмових потоків з W-мішенню і динаміки вольфраму, що розпилюється при імпульсних енергетичних навантаженнях від 5 МВт/см^2 і вище. Електронна густина значно зростає поблизу мішені і досягає 10^{17} см^{-3} , навіть при досить низькій величині густини, що спостерігається у вільному потоці $(5-7) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, що, говорить про формування щільного плазмового утворення і значну емісію матеріалу з поверхні мішені.

4. З використанням методів оптичної емісійної спектроскопії на модернізованому плазмовому фокусі DPF-1000 і плазмовому фокусі PF MAJA-60 визначена поведінка електронної густини плазми в перехідних приповерхневих шарах при взаємодії високоенергетичної плазми з вольфрамом. Зареєстровані оптичні спектри, що містять спектральні лінії збуджених атомів вольфраму WI та іонів WII. Визначено, що спектральні лінії вольфраму починають з'являтися в середньому вже на 2-4 мкс після особливості на струмі, однак вони можуть бути зареєстровані лише при тривалому часі експозиції і при густині плазмового потоку менше ніж 10^{18} см^{-3} .

Результати досліджень даного розділу наведено в публікаціях здобувача: [1, 2, 11, 12, 13, 16, 18, 19]

ВИСНОВКИ

Проведені дослідження дозволяють зробити такі основні висновки:

1. Експериментально досліджено процеси генерації щільних замагнічених плазмових потоків і динаміка їх стиснення при роботі на «важких» інертних газах і сумішах газів в пінч-розрядах магнітоплазмового компресора МПК. Вивчено особливості формування області компресії, а також виміряні параметри компресійної плазми.
2. Вперше виявлено вплив початкових умов розвитку розряду на динаміку стиснення плазмового потоку в МПК і місце розташування області компресії. Встановлено, що положення області компресії визначається в основному початковою концентрацією робочого газу в каналі прискорювача. При зменшенні початкової концентрації газу область компресії зміщується від електродів. Збільшення початкової концентрації газу, за умови збереження інтегральної масової витрати, призводило до здвигу області компресії в напрямку зрізу центрального електроду МПК. Даний результат важливий для пошуку способів зменшення ерозії електродів в різних технологічних застосуваннях пінч-розряду.
3. Показано, що результати вимірювання густини плазми в області компресії добре узгоджуються з результатами теоретичного опису компресійних плазмових потоків в рамках дворідинної МГД моделі. Зокрема, підтверджено, що максимальна густина в області компресії обернено пропорційна початковій густині в прискорювальному каналі $N_{\max} \sim 1/\sqrt{N_0}$, що відповідає теоретичним уявленням. Експериментально отримане значення густини в області компресії МПК досягає величини, близької до розрахованої на основі МГД-моделі і становить $N_e = (3-5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.
4. Проведено аналіз умов подібності при розвитку розряду з використанням різних робочих газів або суміші газів, що відрізняються атомною масою. Встановлено, що максимальна величина густини при заданій початковій концентрації частинок робочого газу не залежить від інтегрального параметра

обміну (інтегральних масових витрат). Результати цього аналізу дозволяють проводити оптимізацію розрядів в МПК з плазмою, як легких, так і важких газів.

5. Виявлено наявність так званих швидких і повільних режимів роботи МПК, які характеризуються відповідно меншою або більшою густиною плазми в області компресії. Тим самим показана можливість широкої варіації параметрів щільної замагніченої плазми для досліджень плазмо-поверхневої взаємодії в термоядерних і технологічних застосуваннях. З отриманих результатів випливає, що в повільних режимах МПК при імпульсному напуску можлива реалізація асимптотики плазмодинамічного фокусу, коли спостерігається сплеск на струмі і напрузі, що свідчить про нагрівання і максимальне стискання плазми.

6. Показано, що при впливі високоенергетичного плазмового потоку на поверхню, виникнення щільних ударно-стиснених приповерхневих шарів холодної плазми в значній мірі подібно формуванню області компресії в МПК. Електронна концентрація в плазмових шарах, що формуються при взаємодії потоків плазми з поверхнею, може досягати $N_e = (5-7) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, що є близьким до густини в області компресії МПК і в плазмовому фокусі.

7. Проведено спектральний аналіз приповерхневих плазмових шарів, що формуються при взаємодії високоенергетичної плазми з вольфрамовими мішенями, на установках PF MAJA-60, PF-360, DPF-1000, RPI-IBIS. Виявлено вплив параметрів плазмового потоку на динаміку вольфраму в приповерхневому плазмовому шарі. Експериментально показано, що інтенсивні плазмові потоки можуть бути використані в дослідженнях по КТС при вивченні поведінки вольфраму та інших матеріалів в умовах екстремальних корпускулярних і енергетичних навантажень, а також характеристик приповерхневих плазмових утворень і динаміки випаруваного матеріалу в приповерхневій плазмі.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Ladygina M. S., Skladnik-Sadowska E., Zaloga D. R., Sadowski M. J., Kubkowska M., Kowalska-Strzeciwiłk E., Krawczyk N., Paduch M., Miklaszewski R., Garkusha I. E. Studies of plasma interactions with tungsten targets in PF-1000U facility // *Nukleonika*. 2016. Vol. 61(2). P. 149–153.
2. Ladygina M. S., Skladnik-Sadowska E., Zaloga D., Malinowski K., Sadowski M. J., Kubkowska M., Kowalska-Strzeciwiłk E., Paduch M., Zielinska E., Miklaszewski R., Garkusha I. E., Gribkov V. A. Study of tungsten surface interaction with plasma streams at DPF-1000U // *Nukleonika*. 2015. Vol. 60(2). P. 293–296.
3. Ladygina M. S., Marchenko A. K., Solyakov D. G., Petrov Yu. V., Makhraj V. A., Yelisseyev D. V., Garkusha I. E. and Cherednichenko T. N. Dynamics of self-compressed argon and helium plasma streams in the MPC facility // *Physica Scripta*. 2016. Vol. 91. 074006.
4. Chebotarev V. V., Garkusha I. E., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Petrov Yu. V., Solyakov D. G., Tsarenko A. V., Tereshin V. I., Trubchaninov S. A., Yelisseyev D. V., Hassanein A. Dynamics of nitrogen and xenon plasma streams generated by MPC device // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics* (13). 2007. № 1. P. 104–106.
5. Marchenko A. K., Garkusha I. E., Chebotarev V. V., Ladygina M. S., Petrov Yu. V., Solyakov D. G., Tereshin V. I., Staltsov V. V., Hassanein A., Składnik-Sadowska E. Features of plasma focus formation in different operation modes of gas-discharge magnetoplasma compressor // *Acta Technica CSAV56*. 2011. T113–T122.
6. Chebotarev V. V., Garkusha I. E., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Petrov Yu. V., Solyakov D. G., Tereshin V. I., Trubchaninov S. A., Tsarenko A. V., Hassanein A. Investigation of pinching discharge in MPC device operating with nitrogen and xenon gases // *Czechoslovak Journal of Physics*. 2006. Vol. 56 Suppl. B. B335–B341.

7. Гаркуша И. Е., Терешин В. И., Чеботарев В. В., Соляков Д. Г., Петров Ю. В., Ладыгина М. С., Марченко А. К., Стальцов В. В., Елисеев Д. В. Характеристики разряда и динамика компрессионных плазменных потоков, генерируемых МПК компактной геометрии // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 11. С. 1015–1022.
8. Соляков Д. Г., Петров Ю. В., Гаркуша И. Е., Чеботарев В. В., Ладыгина М. С., Чередниченко Т. Н., Моргаль Я. И., Кулик Н. В., Стальцов В. В., Елисеев Д. В. Формирование зоны сжатия в плазменном потоке, генерируемом магнитоплазменным компрессором // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 12. С. 1099–1106.
9. Załoga D., Składnik-Sadowska E., Kubkowska M., Ladygina M., Malinowski K., Kwiatkowski R., Sadowski M. J., Paduch M., Zielińska E. and Makhraj V. A. Comparison of optical spectra recorded during DPF-1000U plasma experiments with gas puffing // Nukleonika. 2015. Vol. 60(2). P. 309–314.
10. Bandura A. N., Byrka O. V., Chuvilo A. A., Garkusha I. E., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Solyakov D. G., Yelisseyev D. V. Characteristics of plasma streams and optimization of operational regimes for magnetoplasma compressor // Problems of atomic science and technology. Ser.: Plasma Physics (17). 2011. № 1. P. 68–70.
11. Składnik-Sadowska E., Czaus K., Malinowski K., Sadowski M. J., Nowakowska-Langier K., Ladygina M., Garkusha I. E. Optical emission spectroscopy of plasma produced from tungsten target irradiated within RPI-IBIS facility // Nukleonika. 2012. Vol. 57(2). P. 193–196.
12. Malinowski K., Składnik-Sadowska E., Ladygina M., Jakubowski L., Sadowski M. J. Investigations of plasma discharges within Maja-PF device operated with tungsten inserts in the central electrode // PLASMA 2007 – International Conference on Research and Applications of Plasmas. 16–19 October, 2007, Greifswald, Germany. Editors: Hartfuss H.-J., Dudeck M., Musielok J., Sadowski M.J. / AIP CP993, 2008, P.357–360.

13. Ladygina M., Skladnik-Sadowska E., Sadowski M. J., Czaus K., Kwiatkowski R., Malinowski K., Zebrowski J. and Garkusha I. E. Spectroscopic investigation of dense plasma streams and their interactions with CFC targets in PF-360 and RPI-IBIS facilities // Proc. 39th European Physical Society Conference on Plasma Physics 16th International Congress on Plasma Physics. 2–6 July, 2012, Stockholm, Sweden / Proceedings published in an electronic version (CD issue).
14. Garkusha I. E., Chebotarev V. V., Hassanein A., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Petrov Yu. V., Solyakov D. G., Tereshin V. I., Trubchaninov S. A., Byrka O. V. Dynamics of Xenon Plasma Streams generated by Magnetoplasma Compressor // PLASMA 2007 – International Conference on Research and Applications of Plasmas. 16–19 October, 2007, Greifswald, Germany. Editors: Hartfuss H-J., Dudeck M., Musielok J., Sadowski M.J. / AIP CP993, 2008, P. 341–344.
15. Ladygina M. S., Marchenko A. K., Solyakov D. G., Petrov Yu. V., Makhraj V. A., Yeliseyev D. V., Garkusha I. E. Investigations of plasma parameters and features of compression zone formation in MPC facility using the optical and spectroscopic methods of diagnostics // Proc. of the Joint ICTP-IAEA School and Workshop on Modern Methods in Plasma Spectroscopy Trieste, Italy, 16–20 March, 2015 / Programs book P. 35.
16. Ladygina M. S., Skladnik-Sadowska E., Sadowski M. J., Zaloga D. R., Kubkowska M., Kowalska-Strzęciwilk E., Krawczyk N., Paduch M., Garkusha I. E. and Miklaszewski R. Studies of plasma interactions with tungsten targets in PF-1000U facility // Proc. International Conference on Research and Application of Plasmas, PLASMA-2015, Warsaw, Poland, September 7–11, 2015 / P4.05 (CD issue).
17. Marchenko A. K., Ladygina M. S., Petrov Y. V., Makhrai V. A., Garkusha I. E., Solyakov D. G., Byrka O. V., Chebotarev V. V., Aksenov N. N., Herashchenko S. S. and Astashinski V. M. Diagnostics of plasma streams and plasma-surface interaction of essentially different duration of plasma pulses // Proc. International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion Kharkiv, Ukraine, September 12–15, 2016 / Book of abstract P. 94.

18. Składnik-Sadowska E., Malinowski K., Sadowski M. J., Kubkowska M., Jakubowska K., Paduch M., Scholz M., Garkusha I. E., Ladygina M., Tereshin V. I. Optical spectroscopy of free-propagating plasma and its interaction with tungsten targets in PF-1000 facility // *Contributions to Plasma Physics* 51. 2011. № 2–3. P. 288–292.
19. Ladygina M. S., Garkusha I. E., Marchenko A. K., Makhlai V. A., Sadowski M. J., Składnik-Sadowska E., Aksenov N. N., Tereshin V. I. Spectroscopy of plasma surface interaction in experiments simulating ITER transient events // *Transactions of Fusion Science and Technology*. 2011. Vol. 60(1). – P. 27–33.
20. Арцимович Л. А., Элементарная физика плазмы // 3 изд., М. 1969.
21. Большая Физическая Энциклопедия // Гл.ред. Прохоров. 1992. Т. 3. С. 587–588.
22. Морозов А. И. Введение в плазмодинамику // М.: Физматлит. 2006. 576 с.
23. Вопросы теории плазмы. Ред. Белова Л. В. // Атомиздат. – 1974. – Вып. 8. – 385 с.
24. Glasser A. H. Z-pinch and plasma focus // *Nuclear fusion*. 1989. Vol. 29. No.1 / Report on the 1988 Workshop on Z-Pinch and Plasma Focus held at Nice, France, 10–11 October 1988.
25. Sadowski M. J. Optical and X-ray emission spectroscopy of high-current pulse discharges of the plasma-focus type // *ADAS Workshop 2014, Warsaw*, 28–30 September 2014.
26. Scholz M., Miklaszewski R., Gribkov V., Mezzetti F. PF-1000 device // *Nukleonika*. 2000. Vol. 45(3). P. 155–158.
27. Sadowski M. J., Scholz M. Highlights of dense magnetized plasma research in Poland // *Problems of atomic science and technology*. 2010. Vol. 6. Series: Plasma Physics (16). P. 194–198.
28. Craciunescu T., Curuia M., Gherendi M., Jednorog S., Paduch M., Prokopowicz R., Scholz M., Soare S., Zoita V. and JET-EFDA contributors. Neutron attenuator prototype tests on the PF-1000 plasma focus neutron generator // *Romanian Reports in Physics*. 2015. Vol. 67(3). P. 1061–1073.
29. Баронова Е. О., Виноградов В. П., Крауз В. И., Мялтон В. В., Степаненко А. М., Степаненко М. М. Определение параметров плазмы на

- установке ПФ-3 методами рентгеновской спектроскопии // Физика плазмы. 2011. Т. 37(11). С. 1001–1014.
30. Митрофанов К. Н., Крауз В. И., Мялтон В. В., Виноградов В. П., Виноградова Ю. В., Грабовский Е. В., Данько С. А., Зеленин А. А., Медовщиков С. Ф., Мокеев А. Н. Исследование имплозии многопроволочных сборок на установке ПФ-3 // Физика плазмы. 2014. Т. 40 (2). С. 134.
31. Крауз В. И., Войтенко Д. А., Митрофанов К. Н., Мялтон В. В., Аршба Р. М., Астапенко Г. И., Марколия А. И., Тимошенко А. П. Исследование параметров плазменных потоков и их распространения в фоновой плазме в установках типа «плазменный фокус» с различной конфигурацией разрядной системы // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2015. Т. 38. Вып. 2.
32. Морозов А. И. // ЖТФ. 1967. №37. 2147 с.
33. Linhart I. G. Nuclear fusion // 1970. №10. 211 p.
34. Морозов А. И., Ковров Н.Е., Виноградова А.К. // Письма в ЖТФ. 1968. №7. 257 с.
35. Морозов А. И. // Вестник АН СССР. 1968.
36. Морозов А. И., Соловьев Л. С. под ред. Леонтовича М. А. // Москва: Атомиздат. 1974. Вып.8. 384 с.
37. Углов В. В., Черенда Н. Н., Анищик В. М., Асташинский В. М., Квасов Н. Т. Модификация материалов компрессионными плазменными потоками // Минск: БГУ. 2013. 241 с.
38. Kuraica M. M., Astashynski V. M., Dojcinovic I. and Puric J. Modification of solid surface by a compression plasma flow // The book "Physics of Laser Crystals", editors J.-C.Krupa and N. Kulagin. Kluwer Academic Publishers. 2003. Chapter 16. P. 245–255.
39. Черенда Н. Н., Бибик Н. В., Углов В. В., Асташинский В. М., Кузьмицкий А. М. Формирование интерметаллидных включений Al-Cr в поверхностном слое эвтектического силумина при плазменном воздействии // Физика и химия обработки материалов. 2013. № 1. С. 37–43.
40. Асташинский В. М., Дорошевич И. Л., Квасов Н. Т., Петухов Ю. А., Пунько А. В., Углов В. В. Радиационная стойкость наноразмерных

- ферромагнитных элементов памяти // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2013. № 1. С. 89–93.
41. Асташинский В. М., Костюкевич Е. А., Кузьмицкий А. М., Мищук А. А., Шоронов П. Н. Взаимодействие встречно направленных компрессионных плазменных потоков // ЖПС. 2012. Т.79. № 4. С. 625–630.
42. Uglov V. V., Kudaktsin R. S., Petukhou Yu. A., Kvasov N. T., Punko A. V., Astashynski V. M., Kuzmitski A. M. Mass- and heat transfer in “metal layer - silicon substrate” system under the action of compression plasma flows // Appl. Surf. Sci. 2012. Vol. 258(12). P. 7377–7383.
43. Trklja N. Current Status Of The Magnetoplasma Compressor Device In Belgrade – Study Of Plasma Facing Materials Important For Fusion Reactors // Interdisciplinary Description of Complex Systems. 2015. Vol. 13(1). P. 173–181.
44. Dojcinovic I. P., Kuraica M. M., Obradovic B. M., Cvetanovic N., Puric J. Optimization of plasma flow parameters of the magnetoplasma compressor // Plasma Sources Science and Technology. 2007. Vol. 16(1). P. 72–79.
45. Kobayashi A., Puric J. Novel plasma generator for advanced thermal processing // Transactions of JWRI. 2008. Vol. 37(2).
46. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Ред. Фортова В. Е. // Москва, «Наука», Т. 32. 2000.
47. Banine V. Y., Benschop J. P. H. et al. Comparison of Extreme Ultraviolet Sources for Lithography. Applications // Microelectronic Engineering. 2000. Vol. 53. P. 681–684.
48. <http://www.ccfе.ac.uk/JET.aspx>
49. <https://www.ifp.cnr.it/activities-in-evidence/research/medium-en>
50. <http://www.ipp.mpg.de/w7x4>
51. <https://www.differ.nl/research/fusion-facilities-and-instrumentation/magnum-psi>
52. Federici G. et al // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. Vol. 45. P. 1523.
53. Loarte A. et al // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. Vol. 45. P. 1549.
54. Eich T. et al // Nuclear Material. 2005. Vol. 337–339. P. 669–676.
55. Janeschitz G. et al // Nuclear Material. 2001. № 1. P. 290–293.

56. Garkusha I. E. et al // Nuclear Material. 2009. Vol. 390-391. P. 814–817.
57. Garkusha I. E. et al // Physica Scripta. 2009. T. 138. P. 014 – 054.
58. Кузнецов А. П. Лазерная интерферометрия в диагностике импульсной плазмы // Москва. 2012.
59. Kuraica M. M., Dojčinović I. P., Nikolić M., Obradović B. M., Purić J. Spectroscopic study of plasma flow created by a magnetoplasma compressor // Czechoslovak Journal of Physics. 2006. Vol. 56(2). P. B291–B296.
60. Асташинский В. М. Плазмодинамические процессы и динамика компрессионных потоков в квазистационарных плазменных ускорителях: диссертация д-ра физ.- мат. наук: 01.04.08 // В. М. Асташинский. - Минск, 2000.
61. Асташинский В. М., Костюкевич Е. А. Интерферометрическое исследование области компрессии магнитоплазменного компрессора // Физика плазмы. 1981. Т. 7. Вып. 3. С. 523–528.
62. Фортов В.Е. Энциклопедия низкотемпературной плазмы // Москва, «Наука». 2000. Т. 2. К. 2. С. 491.
63. Гаркуша И. Е., Чеботарев В. В., Соляков Д. Г., Петров Ю. В., Ладыгина М. С., Марченко А. К., Стальцов В. В., Елисеев Д. В. Характеристики разряда и динамика компрессионных плазменных потоков, генерируемых МПК компактной геометрии // Физика плазмы. 2011. Т.37. № 11. С. 1015–1022.
64. Jakubowski L., Sadowski M. J., and Baronowa E. O. // Czech. J. Phys. 2004. Vol. 54, Suppl. C. C291–C297.
65. Zebrowski J., Sadowski M. J. and Jakubowski L. Correlation of neutron emission with other corpuscular and X-ray pulses in different plasma-focus Experiments// AIP Conf. Proc. 2006. Vol. 812. P. 229–232.
66. Jakubowski L. and Sadowski M. J. Measurements of pulsed electron beams emitted from plasma-focus devices // Problems of Atomic Sci. & Techn. № 1, Series: Plasma Physics. 2005. Vol. 10. P. 89–91.
67. Skladnik-Sadowska E., Malinowski K., Sadowski M. J., Scholz M., Marchenko A. K. Studies of plasma dynamics and parameters of plasma discharges

on the basis of time-resolved optical spectroscopy during free propagation of plasma streams // Czech. J. Phys. 2006. Vol. 56. Suppl. B. B383–B388.

68. Skladnik-Sadowska E., Malinowski K., Sadowski M. J., Tsarenko A. V., Tereshin V. I., Scholz M., Paduch M., Tomaszewski K. Preliminary temporal characteristics of spectral lines emission from PF-1000 discharges by means of MECHELLE®900 spectrometer // Proc. 30th EPS Conference CFPP.- St. Petersburg, Russia. 2003. ECA. Vol. 27A. P-1.57.

69. GRAMS32-v.6.0 Software. <http://www.thermo.com/grams>

70. Zebrowski J., Baranowski J., et al // Nukleonika. 2001. №46, Suppl. S65.

71. Sadowski M. J. & Scholz M. Results of large scale plasma-focus experiments and prospects for neutron yield optimization // Nukleonika. 2002. №47. P.115.

72. Skladnik-Sadowska E., Baranowski J., Czaus K., Sadowski M. J., Tsarenko A. Development of diagnostic techniques for studies of pulsed plasma-ion streams // Probl. Atom.Sci. & Techn.Ser.:Plasma Physics (6). 2000. № 6. P. 169–171.

73. Jakubowska K., Kubkowska M., Skladnik-Sadowska E., Malinowski K., Marchenko A. K., Paduch M., Sadowski M. J., & Scholz M. Optical emission spectroscopy of plasma streams in PF-1000 experiments // Nukleonika. 2011. № 56(2). P. 125–127.

74. Scholz M., Drozdowicz K., Karpinski L., Krauz V., Kubes P., Paduch M., Pisarczyk T., Sadowski M. J., Kurowski A., Igielski A., Dankowski J., Woznicka U., Janik W., Czaus K., Malinowski K., Kwiatkowski R., Skladnik-Sadowska E., Zebrowski J. Status of Plasma-Focus research in Poland // In Proceedings of the International Conference PLASMA-2013, 2-6 September. 2013. (T10). Warsaw, Poland.

75. Grim H. R. Principles of plasma spectroscopy // N.Y. Cambridge University Press. 1997. 366 p.

76. Очкин В. Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы // М.: Физматлит. 2006. 472 с.

77. Касабов Г. А., Елисеев В. В. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы: Справочник // М.: Атомиздат. 1973. 160 с.

78. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий // М.: Наука. 1979. 319 с.
79. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров // М.: Атомиздат. 1963. 639 с.
80. Грим Г. Спектроскопия плазмы // Москва: Атомиздат. 1969. 451 с.
81. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме // М.: Мир. 1978. 491 с.
82. Царенко А. В. Оптическая диагностика плотных квазистационарных потоков плазмы и процессов их взаимодействия с поверхностью материалов: диссертация канд. физ.-мат. наук: 01.04.08 // Царенко А.В. – Харьков, 2005.
83. Диагностика плазмы. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда // Москва: Мир. 1967. 515 с.
84. Семиохин И. А. Элементарные процессы в низкотемпературной плазме. Учеб. Пособие // М.: Изд-во Моск. ун-та. 1988. 142 с.
85. Лохте-Хольтгревен В. Методы исследования плазмы // Москва: Мир. 1971. 552 с.
86. Garkusha I. E., Byrka O. V., Chebotarev V. V. et al. Properties of modified surface layers of industrial steels samples processed by pulsed plasma streams.// Vacuum. 2000. Vol. 58(2–3). P. 195–201.
87. Bandura A. N., Tereshin V. I., Chebotarev V. V., Byrka O. V., Garkusha I. E., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Shevchuk P. B., Tsarenko A. V., Trubchaninov S. A. Investigations of pulsed plasma streams generated by «PROSVET» device operated with different gases // Problems of atomic science and technology. 2006. №6. P. 144–146.
88. Garkusha I. E., Chebotarev V. V., Hassanein A., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Petrov Yu. V., Solyakov D. G., Tereshin V. I., Trubchaninov S. A. EUV Radiation of Xenon Plasma Streams Generated by Magnetoplasma Compressor // 35th EPS Conference on Plasma Phys. Hersonissos, 9–13 June, 2008 / ECA Vol.32D, P–2.170.
89. Dimitrijevic M. S., Konjevic N. Stark Widths of Doubly- and Triply-Ionized Atom Lines // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1980. Vol. 24. P. 451–459.

90. Tereshin V. I. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1995. №37. A177–A190.
91. Popovich L. C., Dimitrijevic M.S. Stark broadening of XeII lines // Astron. Astrophys. 1996. Suppl. Ser. 116. P. 359–365.
92. Seidel S., Wrubel Th. et.al. Line profile measurements of $^4\text{S } 6\text{s } ^5\text{S}-^4\text{S } 6\text{p } ^5\text{P}$ transitions of XeIII // Journal of Quant. Spectr. and Rad. Transfer. 2001. №71. P. 703–709.
93. Волков Я. Ф. Измерение параметров плазмы в квазистационарном плазменном ускорителе по спектральным линиям с самопоглощением // Прикл. Спектр. 1992. Т. 56. № 3. С. 451–455.
94. Спектроскопия газоразрядной плазмы. под ред. С. Э. Фриша // Ленинград: Наука. 1970. 362 с.
95. Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я. Вакуумная спектроскопия и ее применение // Москва: Атомиздат. 1976. 432 с.
96. Bergmann K., Danylyuk S. V., Juschkin L. Optimization of a gas discharge plasma source for extreme ultraviolet interference lithography at a wavelength of 11 nm. // Journal of Applied Physics. 2016. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3243287>
97. Ali Z., Lee S., Ismail F. D., Saktioto, Ali J. and Yupapin P. P. Radiation self absorption effect in Ar Gas NX2 Mather type plasma focus // Procedia Engineering 8. 2011. P. 393–400. doi:10.1016/j.proeng.2011.03.072.
98. Choi P., Zakharov S. V., Aliaga-Rossel R., Bakouboula A., Benali O., Bove P., Cau M., Duffy G., Iwase O., Lebert B., Powell K., Sarroukh O., Zaepffel C., Zakharov V. S. High-radiance extreme-ultraviolet light source for actinic inspection and metrology. J. Micro/Nanolith // MEMS MOEMS 021107-1 Apr-Jun 2012/Vol. 11(2). doi:10.1117/1.JMM.11.2.021107.
99. Khater M. A. Influence of laser pulse energy on vuv emission from laser plasmas under various ambient conditions // Rom. Journ. Phys, Bucharest. 2013. Vol. 58, № 1-2. P. 181–192.
100. Vogl U., Sab A., Weitz M. Laser cooling of dense rubidium-noble gas mixtures via collisional redistribution of radiation // Proc. SPIE 8275, Laser Refrigeration of Solids V, 827508 (February 9, 2012); doi:10.1117/12.905897.

101. Astashinskii V. M. et al. // J. Eng. Phys. Therm. 2011. Vol. 84. P. 1102–1107.
102. Ermolovich V. F. et al. // Tech. Physics. 2000. Vol. 45. P. 1241–1250.
103. Astashinskii V. M. et al. // Sov. J. Plasma Phys. 1992. Vol. 18. P. 47–53.
104. Gordeev A. V. et al. Formation of a Z-pinch during electromagnetic compression of a nonquasineutral current filament// Plasma Phys. Rep. 2003. Vol. 29. P. 748–756.
105. Marchenko A. K., Ladygina M. S., et al. Compression zone formation in plasma streams generated by MPC device operating with gases of different mass // Probl. Atom. Sci. Techn. 2014. № 6, Series: Plasma Physics (20). P. 83–86.
106. Gawron A. et al. // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 38. P. 4737–4742.
107. Pittman T. L. et al. // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 33. P. 1291–1296.
108. Kallne E. and Jones L. A. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1980. Vol. 13. L437.
109. Griem H. Plasma Spectroscopy // New York: McGrawHill. 1964. P. 390–391.
110. Garkusha I. E., Chebotarev V. V., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Petrov Yu. V., Solyakov D. G., Tereshin V. I., Yeliseev D. V., Hassanein A. Dynamics of dense Xe plasma generated by MPC and features of EUV radiation from compression zone // VI International Conference Plasma Physics and Plasma Technology" (PPPT-6) Minsk, Belarus, Contributed papers. 2009. P. 178–185.
111. Marchenko A., Garkusha I., Chebotarev V., Ladygina M., Petrov Y., Solyakov D., Tereshin V., Staltsov V., Hassanein A., Skladnik-Sadowska E. Features of plasma focus formation in different operation modes of gas-discharge magnetoplasma compressor // Acta Technica 56. 2011. T113–T122.
112. Гаркуша И. Е., Чеботарев В. В., Соляков Д. Г., Петров Ю. В., Ладыгина М. С., Марченко А. К., Стальцов В. В., Елисеев Д. В. Зона компрессии магнитоплазменного компрессора как источник экстремального ультрафиолетового излучения // Физика Плазмы. 2012. Т. 38(1). С. 1–6.
113. Марченко А.К. Спектроскопия компрессионных плазменных потоков и их взаимодействия с поверхностью в сильноточных плазмодинамических системах: диссертация кандидата физ.-мат. наук: 01.04.08. / А.К. Марченко. – Харьков, 2011.

114. Chebotarev V. V., Langner J., Garkusha I. E., Sadowski M., Tereshin V. I. Shielding effect under pulsed plasma stream processing // *Journal of Technical Physics*. 1999. № 40. P. 469–472.
115. Skladnik-Sadowska E., Malinowski K., Sadowski M. J., Czaus K., Marchenko A., Tsarenko A. V. // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2006. №6. Series: Plasma Physics (12). P. 135–137.
116. Skladnik-Sadowska E., Malinowski K., Sadowski M.J., Wołowski J., Gasior P., Kubkowska M., Rosinski M., Marchenko A. K., Sartowska B. Spectroscopy of the tungsten plasma produced by pulsed plasma-ion streams or laser beams // *Journal of Nuclear Materials* 390-391 (2009) 847-851. doi:10.1016/j.jnucmat.2009.01.223.
117. Sadowski M.J., Skladnik-Sadowska E., Malinowski K., Wołowski J., Marchenko A. K. & Tsarenko A. V. Investigation of laser interaction with tungsten target by means of time-resolved optical spectroscopy // *Journal Radiation Effects and Defects in Solids: Incorporating Plasma Science and Plasma Technology*. – 2008. Vol.163. Issue 4–6. P. 569–577.
118. Ladygina M., Skladnik-Sadowska E., Sadowski M.J., Czaus K., Kwiatkowski R., Nowakowska-Langier K., Zebrowski J., Kubkowska M., Garkusha I.E. Optical spectroscopy of plasma streams at PF-360 and carbon behavior in experiments with CFC targets // *International Conference PLASMA-2011, Warsaw, Sept. 12–16. 2011*. P-3.9.
119. Kubkowska M., Skladnik-Sadowska E., Sadowski M. J., Czaus K., Zebrowski J., Ladygina M., and Garkusha I. E. Spectroscopic study of plasma produced from CFC targets irradiated by pulsed plasma streams // *Proc. 13th Int. Work. on Plasma-Facing Mater. Comp. for Fusion Applic. Rosenheim, Germany, 9–13 May, 2011*. P04B. P. 62.

ДОДАТОК 1

Список публікацій здобувача за темою дисертації

1. Ladygina M. S., Skladnik-Sadowska E., Zaloga D. R., Sadowski M. J., Kubkowska M., Kowalska-Strzeciwiłk E., Krawczyk N., Paduch M., Miklaszewski R., Garkusha I. E. Studies of plasma interactions with tungsten targets in PF-1000U facility // *Nukleonika*. 2016. Vol. 61(2). P. 149-153.
2. Ladygina M. S., Skladnik-Sadowska E., Zaloga D., Malinowski K., Sadowski M. J., Kubkowska M., Kowalska-Strzeciwiłk E., Paduch M., Zielinska E., Miklaszewski R., Garkusha I. E., Gribkov V. A. Study of tungsten surface interaction with plasma streams at DPF-1000U // *Nukleonika*. 2015. Vol. 60(2). P. 293–296.
3. Ladygina M. S., Marchenko A. K., Solyakov D. G., Petrov Yu. V., Makhraj V. A., Yelisseyev D. V., Garkusha I. E. and Cherednichenko T.N. Dynamics of self-compressed argon and helium plasma streams in the MPC facility // *Physica Scripta*. 2016. Vol. 91. 074006.
4. Chebotarev V. V., Garkusha I. E., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Petrov Yu. V., Solyakov D. G., Tsarenko A. V., Tereshin V. I., Trubchaninov S. A., Yelisyeyev D. V., Hassanein A. Dynamics of nitrogen and xenon plasma streams generated by MPC device // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser.: Plasma Physics* (13). 2007. № 1. P. 104–106.
5. Marchenko A. K., Garkusha I. E., Chebotarev V. V., Ladygina M. S., Petrov Yu. V., Solyakov D. G., Tereshin V. I., Staltsov V. V., Hassanein A., Składnik-Sadowska E. Features of plasma focus formation in different operation modes of gas-discharge magnetoplasma compressor // *Acta Technica CSAV56*. 2011. T113–T122.
6. Chebotarev V. V., Garkusha I. E., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Petrov Yu. V., Solyakov D. G., Tereshin V. I., Trubchaninov S. A., Tsarenko A. V., Hassanein A. Investigation of pinching discharge in MPC

- device operating with nitrogen and xenon gases // *Czechoslovak Journal of Physics*. 2006. Vol. 56 Suppl. B. B335–B341.
7. Гаркуша И. Е., Терешин В. И., Чеботарев В. В., Соляков Д. Г., Петров Ю. В., Ладыгина М. С., Марченко А. К., Стальцов В. В., Елисеев Д. В. Характеристики разряда и динамика компрессионных плазменных потоков, генерируемых МПК компактной геометрии // *Физика плазмы*. 2011. Т. 37. № 11. С. 1015–1022.
 8. Соляков Д. Г., Петров Ю. В., Гаркуша И. Е., Чеботарев В. В., Ладыгина М. С., Чередниченко Т. Н., Моргаль Я. И., Кулик Н. В., Стальцов В. В., Елисеев Д. В. Формирование зоны сжатия в плазменном потоке, генерируемом магнитоплазменным компрессором // *Физика плазмы*. 2013. Т. 39. № 12. С. 1099–1106.
 9. Załoga D., Składnik-Sadowska E., Kubkowska M., Ladygina M., Malinowski K., Kwiatkowski R., Sadowski M. J., Paduch M., Zielińska E. and Makhraj V. A. Comparison of optical spectra recorded during DPF-1000U plasma experiments with gas puffing // *Nukleonika*. 2015. Vol. 60(2). P. 309–314.
 10. Bandura A. N., Byrka O. V., Chuvilo A. A., Garkusha I. E., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Solyakov D. G., Yeliseyev D. V. Characteristics of plasma streams and optimization of operational regimes for magnetoplasma compressor // *Problems of atomic science and technology. Ser.: Plasma Physics* (17). 2011. № 1. P. 68–70.
 11. Składnik-Sadowska E., Czaus K., Malinowski K., Sadowski M. J., Nowakowska-Langier K., Ladygina M., Garkusha I. E. Optical emission spectroscopy of plasma produced from tungsten target irradiated within RPI-IBIS facility // *Nukleonika*. 2012. Vol. 57(2). P. 193–196.
 12. Malinowski K., Składnik-Sadowska E., Ladygina M., Jakubowski L., Sadowski M. J. Investigations of plasma discharges within Maja-PF device operated with tungsten inserts in the central electrode // *PLASMA 2007 – International Conference on Research and Applications of Plasmas*. 16–19

- October, 2007, Greifswald, Germany. Editors: Hartfuss H-J., Dudeck M., Musielok J., Sadowski M.J. / AIP CP993. 2008. P. 357–360.
13. Ladygina M., Skladnik-Sadowska E., Sadowski M. J., Czaus K., Kwiatkowski R., Malinowski K., Zebrowski J. and Garkusha I. E. Spectroscopic investigation of dense plasma streams and their interactions with CFC targets in PF-360 and RPI-IBIS facilities // Proc. 39th European Physical Society Conference on Plasma Physics 16th International Congress on Plasma Physics. 2–6 July, 2012, Stockholm, Sweden / Proceedings published in an electronic version (CD issue).
 14. Garkusha I. E., Chebotarev V. V., Hassanein A., Ladygina M. S., Marchenko A. K., Petrov Yu. V., Solyakov D. G., Tereshin V. I., Trubchaninov S. A., Byrka O. V. Dynamics of Xenon Plasma Streams generated by Magnetoplasma Compressor // PLASMA 2007 – International Conference on Research and Applications of Plasmas. 16–19 October, 2007, Greifswald, Germany. Editors: Hartfuss H-J., Dudeck M., Musielok J., Sadowski M.J. / AIP CP993. 2008. P. 341–344.
 15. Ladygina M. S., Marchenko A. K., Solyakov D. G., Petrov Yu. V., Makhraj V. A., Yelisseyev D. V., Garkusha I. E. Investigations of plasma parameters and features of compression zone formation in MPC facility using the optical and spectroscopic methods of diagnostics // Proc. of the Joint ICTP-IAEA School and Workshop on Modern Methods in Plasma Spectroscopy Trieste, Italy, 16-20 March, 2015 / Programs book P. 36.
 16. Ladygina M. S., Skladnik-Sadowska E., Sadowski M. J., Zaloga D. R., Kubkowska M., Kowalska-Strzęciwilk E., Krawczyk N., Paduch M., Garkusha I. E. and Miklaszewski R. Studies of plasma interactions with tungsten targets in PF-1000U facility // Proc. International Conference on Research and Application of Plasmas, PLASMA-2015, Warsaw, Poland, 7–11 September, 2015 / P4.05 (CD issue).
 17. Marchenko A. K., Ladygina M. S., Petrov Y. V., Makhrai V. A., Garkusha I. E., Solyakov D. G., Byrka O. V., Chebotarev V. V., Aksenov N. N.,

- Herashchenko S. S. and Astashinski V. M. Diagnostics of plasma streams and plasma-surface interaction of essentially different duration of plasma pulses // Proc. International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion Kharkiv, Ukraine, September 12–15, 2016 / Book of abstract P. 94.
18. Składnik-Sadowska E., Malinowski K., Sadowski M. J., Kubkowska M., Jakubowska K., Paduch M., Scholz M., Garkusha I. E., Ladygina M., Tereshin V. I. Optical spectroscopy of free-propagating plasma and its interaction with tungsten targets in PF-1000 facility // Contributions to Plasma Physics 51. 2011. № 2–3. P. 288–292.
19. Ladygina M. S., Garkusha I. E., Marchenko A. K., Makhlai V. A., Sadowski M. J., Składnik-Sadowska E., Aksenov N. N., Tereshin V. I. Spectroscopy of plasma surface interaction in experiments simulating ITER transient events // Transactions of Fusion Science and Technology. 2011. Vol. 60. № 1. P. 27–33.

Особистий внесок здобувача у роботах [1, 2, 11, 12, 13, 17, 19, 18] визначено параметри приповерхневої плазми, досліджено динаміку матеріалу, що розпилюється з поверхні мішеней під час взаємодії плазмових потоків з матеріалами на DPF-1000, PF-Maja, RPI-IBIS, PF-360; у [3-9, 14, 15] проведено аналіз та порівняння результатів, отриманих при роботі на газах з різними масами, а також їх сумішах, виміряно експериментальні напівширини та інтенсивності спектральних ліній азоту, ксенону, аргону, гелію та розраховано електронну густину та температуру плазми на МПК; у [10] визначено оптичну товщину плазми, проведено аналіз самопоглинання спектральних ліній ксенону в компресійній плазмі; у [16] вивчено вплив додаткового газового напуску на процеси взаємодії, динаміку та розпилення матеріалу мішені DPF-1000.